DOCTORAL DISSERTATION XIDIAN UNIVERSITY

西安電子科技大學

博士学位论文

海面与舰船目标电磁散射的建模方法研究

作者姓名 赵 晔

指导教师姓名、职称 张民 教授

申请学位类别 理学博士

中国知网 https://www.cnki.net

学校代码 10701　　学　号 1107110288
分 类 号 TN011　　密　级 公　开

西安电子科技大学

博士学位论文

海面与舰船目标电磁散射的建模方法研究

作者姓名：赵晔

一级学科：物理学

二级学科：无线电物理

学位类别：理学博士

指导教师姓名、职称：张民教授

学　　院：物理与光电工程学院

提交日期：2016 年 5 月

中国知网 https://www.cnki.net

Study on Modeling Methods of EM Scattering from Sea Surface and Ship Target

A dissertation submitted to

XIDIAN UNIVERSITY

in partial fulfillment of the requirements

for the degree of Doctor

in Philosophy

By

Zhao Ye

Supervisor: Zhang Min Professor

May 2016

中国知网 https://www.cnki.net

中国知网 https://www.cnki.net

摘要

复杂海背景与目标的复合电磁散射的理论建模一直是电磁场与微波技术领域中的难点和研究重点之一。当目标和粗糙面共同存在于电磁波的作用范围内时，不仅需要考虑来自粗糙面和目标的散射，还要考虑它们之间的相互耦合作用。然而，粗糙表面的随机性、目标复杂的精细结构以及它们的电大尺寸性，使得它们之间的耦合散射机理变得更为复杂。此外，粗糙面与目标的复合散射更多地关注粗糙面上目标的特征电磁信息，以便于有效地对目标进行探测和识别，而粗糙面形成的随机回波，恰恰成为了必须剔除的干扰杂波。鉴于环境与目标复合散射的重要意义和应用前景，本论文系统地研究了海面及其与电大舰船目标的复合电磁散射的建模方法问题，主要工作和研究成果如下：

传统的海面散射模型主要以海面为研究对象，给出其总回波的雷达散射系数，这些模型往往无法给出海面单元散射场的空间信息，因而很难应用于海上目标复合散射建模中。针对海上电大尺寸舰船目标复合散射的应用需求，本论文基于散射贡献面元化和简化毛细波表示的思想，建立了优化的海面面元散射场模型(RFSFM)。该模型首先根据海面面元对应的局部入射角将散射区域划分为镜向散射区和漫散射区，然后采用毛细波修正面元散射模型(CWMFSM)计算处在漫散射区面元的散射场，采用基尔霍夫近似方法计算处在镜像散射区面元的散射场，这样就消除了毛细波修正面元散射模型对截断波数的依赖性，从而更加适合计算海面的散射贡献。

从海水的介电常数模型出发，推导了海水介电常数的缩比条件，虽然理论上能够得到一组温度和盐度，使得缩比模型与原型海水的介电常数在各自入射频率下相等，但是这样一组温度和盐度在实验室基本上是达不到的。为此，本论文分析了在实验室内用淡水替代海水进行缩比测量的可行性和所引入的误差，通过比较缩比模型和原型之间的单双站散射系数、散射场幅度的空间分布、杂波序列和多普勒谱，验证了所推导的海面几何缩比条件和在实验室内用淡水替代海水的可行性。

基于所建立的优化的面元散射场模型，统计了不同参数条件下海杂波幅度的概率密度函数(PDF)分布特性，以及研究了其时空相关特性。

对于目标与海面的复合散射，给出了面元对入射波及一次反射波可见度的判断方法，并建立了适合于电大尺寸目标以及目标与海面耦合散射计算的 GO-PO 方法，GO-PO 方法在处理目标与海面耦合作用时，可以根据大尺度海面上面元的空间位置，判断面元之间的相互遮挡作用，从而更加合理的计算面元的二次散射贡献。基于 RFSFM 和 GO-PO 方法，分析了不同条件下舰船目标与海面的复合双站雷达散射特性和复合 Bis-SAR 成像。

中国知网 https://www.cnki.net

对于海面上真实舰船目标，由于海面与舰船之间的水动力作用，舰船会在海面发生平移和旋转运动，即六自由度运动。舰船的六自由度运动使得舰船在海面上的运动姿态不断变化，目标以及目标与海面之间的耦合散射特性也因目标姿态的改变随时间发生变化。因此，本论文利用 3ds Max 软件给出了船体各参数的确定方法，根据 PDSTRIP 方法建立了二维海面上船舶六自由度运动模型，模拟了不同条件下舰船的六自由度运动随时间的变化特性，并进一步分析了时变海面与运动舰船复合散射回波的时变特征。

关键词：海面，缩比模型，概率密度函数，复合散射，GO-PO 方法，六自由度运动

中国知网 https://www.cnki.net

ABSTRACT

The theoretical modeling for the composite scattering of complex sea background and target has always been one of the research emphasis and difficulties in the field of electromagnetic field and microwave technology. When the target and rough surface are within the scope of electromagnetic waves, it needs to consider not only the scattering respectively from the rough surface and target but also the coupling effects between them. However, the randomness of rough surface, the intricate structures on target and the electrically large size make the coupling scattering mechanism between the target and rough surface more complex. In addition, the composite scattering of rough surface and target more focuses on the electromagnetic information of target in order to effectively detect and recognize the target from rough surface. The random echo from rough surface now becomes noise that must be eliminated. In view of the significance and application prospects of the composite scattering, this dissertation systematically presents the research on the modeling methods for the composite scattering from the electrically large ship target on sea surface. The main research and academic contributions of the dissertation are as follows:

The traditional scattering model of sea surface mainly takes the sea surface as the research object and only gives the radar scattering coefficient of total echo. These models are often unable to give the spatial information of facet scattering field, so they are difficult to be applied to the composite scattering modeling of target on sea surface. Aiming at the application requirement of the composite scattering from electrically large ship on sea surface, this dissertation estabishs a refined facet scattering field model (RFSFM) based on the facetized treatment of the scattering contribution and the simplified representation of the capillary wave. This model divides the scattering area into mirrored scattering area and diffuse scattering area according to the corresponding local incident angle of the facets. Then the capillary wave modified facet scattering model (CWMFSM) is used to calculate the scattering of facets in diffuse scattering area. And the KA is used to calculate the scattering of facets in mirrored scattering area.

Based on the dielectric constant of sea water, the scale conditions for the dielectric constant of sea water is deduced. The results show that a set of temperature and salinity for the scale

中国知网 https://www.cnki.net

model can be obtained theoretically to make the dielectric constant of sea water could remain equal at frequencies of scale model and prototype. But such a set of temperature and salinity for the scale model is nearly inacceptable in the laboratory. Thus, this dissertation analyzes the feasibility and error of the scaling measurement in the laboratory using the freshwater instead of seawater. By comparing the scattering coefficient, spatial distribution of scattering field, clutter time series and Doppler spectrum between the scale model and prototype, the presented scale conditions for the geometry of a rough sea surface are verified and using the freshwater instead of seawater to do the scaling measurement in the laboratory is feasible.

According to RFSFM, the probability density function (PDF) and space-time correlation characteristic of the sea clutter under different conditions are statistically analyzed.

For the composite scattering of target on sea surface, the method for determining which patches are direct illuminated by incident rays and which patches are illuminated by the first reflected rays is firstly given. And then, the GO-PO method is estabished to calculate the scattering from electrically large ship and the coupling scattering between the ship and sea surface. When dealing with the coupling scattering between the ship and sea surface, the GO-PO method can consider the mutual shaded effect between the patches and more reasonable calculate the second scattering contribution of patches. Finally, based on RFSFM and GO-PO method, the composite bistatic radar scattering characteristic and Bis-SAR imaging for the scene of ship on a sea surface are anlyzed.

For the real ship target on sea surface, the ship will moves with translation and rotation under the action of water, namely, the motion of ship in six degrees of freedom. It can make the stance of ship on sea surface change constantly, and further lead to the scattering characteristic of ship and the coupling scattering characteristic between the ship and sea surface are changing over time. Thus, this dissertation presents a model for the motion of ship in six degrees of freedom in two dimensional (2-D) sea surface based on PDSTRIP. Then, the time-varying characteristics for the motion of ship in six degrees of freedom and the composite scattering echo of moving ship on sea surface are simulated.

Keywords: sea surface, scale model, probability density function, composite scattering, GO-PO method, motion in six degrees of freedom

中国知网 https://www.cnki.net

插图索引

图 1.1 论文结构框图 9
图 2.1 纯水和海水介电常数随频率的变化 12
图 2.2 单 Debye 和双 Debye 模型海水介电常数随频率变化的比较 14
图 2.3 不同风速下 PM 谱随波数的变化 15
图 2.4 不同摩擦风速下 Fung 谱随波数的变化 16
图 2.5 JONSWAP 海谱随波数变化 16
图 2.6 Elfouhaily 海谱随波数变化 17
图 2.7 不同风向下的 Elfouhaily 方向函数 18
图 2.8 k/k_p 不同取值的 Donelan-Banner 方向分布函数 19
图 2.9 不同风向下的 Longuet-Higgins 方向函数 19
图 2.10 不同风速时的二维海面对比 21
图 2.11 不同风速下的海面一维切片对比 22
图 2.12 不同风向时的二维海面对比 22
图 2.13 不同时刻下的二维海面对比 23
图 2.14 不同时刻下的海面一维切片对比 23
图 3.1 微粗糙表面散射的示意图 26
图 3.2 全局直角坐标系与本地坐标系示意图 26
图 3.3 毛细波的简化表示方法 28
图 3.4 任意倾斜的海面小面元在 xoy 平面上离散化示意图 29
图 3.5 基于 CWMFSM 计算得到的海面单双站散射系数 30
图 3.6 截断波数对海面单双站散射系数的影响 31
图 3.7 不同形式的 KA 计算得到的二维海面单双站散射系数 33
图 3.8 基于 RFSFM 计算得到的海面单双站散射系数 34
图 3.9 二维海面面元散射场模值和幅角的空间分布 35
图 3.10 后向散射系数随风速的变化情况 36
图 3.11 后向散射系数随入射方位角的变化情况 36
图 3.12 不同散射平面内双站散射系数随散射角的变化 37
图 3.13 双站散射系数随散射方位角的变化 37
图 3.14 不同入射角下双站散射系数随散射方位角的变化 38
图 3.15 不同入射角和风向条件下的多普勒谱 40
图 3.16 不同风速条件下的多普勒谱 41

中国知网 https://www.cnki.net

图 4.1 海水介电常数的实部随盐度和温度的变化情况 47
图 4.2 海水介电常数的虚部随盐度和温度的变化情况 47
图 4.3 $|R_H|,|R_V|$ 随局部入射角的变化情况($S=35\text{ppt}, T=20^\circ C$) 48
图 4.4 淡水和海水介电常数随频率变化的比较 48
图 4.5 不同缩比因子时淡水替代海水所引入的误差 49
图 4.6 缩比模型海面和原型海面的比较 53
图 4.7 缩比模型海面和原型海面后向散射系数对比 54
图 4.8 缩比模型海面和原型海面双站散射系数对比 54
图 4.9 缩比模型海面和原型海面散射场模值对比 54
图 4.10 缩比模型海面和原型海面后向杂波序列对比 55
图 4.11 缩比模型海面和原型海面平均多普勒谱对比 56
图 5.1 Rayleigh 分布概率密度函数和累积分布函数 58
图 5.2 Log-normal 分布概率密度函数和累积分布函数 59
图 5.3 Weibull 分布概率密度函数和累积分布函数 60
图 5.4 K 分布概率密度函数和累积分布函数 60
图 5.5 不同极化条件下海杂波幅度 PDF 分布 72
图 5.6 不同风速条件下海杂波幅度 PDF 分布 72
图 5.7 不同入射角条件下海杂波幅度 PDF 分布 73
图 5.8 不同入射频率条件下海杂波幅度 PDF 分布 74
图 5.9 海杂波时间自相关函数 75
图 5.10 不同风速时海杂波空间自相关函数的变化情况 76
图 5.11 不同风速时海杂波空间自相关函数一维切片对比 76
图 5.12 不同风向时海杂波空间自相关函数的变化情况 77
图 5.13 不同风向时时海杂波空间自相关函数一维切片对比 77
图 5.14 5m/s 风速时海杂波幅度及其时空自相关函数 78
图 5.15 7m/s 风速时海杂波幅度及其时空自相关函数 78
图 5.16 10m/s 风速时海杂波幅度及其时空自相关函数 79
图 5.17 不同风速时 x 和 t 方向上自相关函数对比 79
图 6.1 面元 n 对面元 m 的遮挡 82
图 6.2 P 点与面元 n 的关系 83
图 6.3 面元对入射波的可见度判断流程图 83
图 6.4 面元 n 对面元 m 的一次反射波的可见度判断 84
图 6.5 面元对一次反射波的可见度判断流程图 85
图 6.6 面元 m 的一次反射场对面元 n 散射贡献 87

中国知网 https://www.cnki.net

图 6.7 三面角反射器的后向散射验证 88
图 6.8 三维舰船目标的双站散射验证 88
图 6.9 目标与海面复合场景散射贡献示意图 89
图 6.10 立方体与平面复合散射示意图 91
图 6.11 立方体与平面 RCS 算例与验证：(a)单站散射；(b)双站散射 91
图 6.12 不同介电常数的正方形介质平面及其上方理想导体立方体的散射情况 92
图 6.13 不同方法计算的舰船与海面复合双站散射的比较 93
图 6.14 不同方法计算的船海耦合场的比较 93
图 6.15 舰船几何结构及其与海面复合散射示意图 94
图 6.16 不同极化时船海双站 RCS 随散射角的变化 94
图 6.17 不同入射角时船海双站 RCS 随散射角的变化 95
图 6.18 不同入射角时舰船上感应电流的分布 95
图 6.19 不同航向时船海双站 RCS 随散射角的变化 96
图 6.20 不同航向时舰船上感应电流的分布 96
图 6.21 不同风速时船海双站 RCS 随散射角的变化 97
图 6.22 双站 SAR 几何示意图 97
图 6.23 不同入射角时舰船与海面复合 Bis-SAR 图像 99
图 6.24 不同航向时舰船与海面复合 Bis-SAR 图像 99
图 6.25 不同风速时舰船与海面复合 Bis-SAR 图像 100
图 6.26 不同舰船与海面复合 Bis-SAR 图像 100
图 7.1 船体切片示意图 104
图 7.2 船舶在波浪上六自由度运动示意图及坐标系定义 104
图 7.3 船速与航向在全局坐标系中的表示 105
图 7.4 型深示意图 112
图 7.5 水线长和宽获取方法 112
图 7.6 水线处截面轮廓线 113
图 7.7 中剖面轮廓线 113
图 7.8 方形系数 113
图 7.9 水线面系数 114
图 7.10 菱形系数 114
图 7.11 垂向菱形系数 114
图 7.12 中剖面系数 115
图 7.13 二维海面上船舶六自由度运动模拟流程图 116
图 7.14 模型 2 六自由度运动随风速变化曲线 116

中国知网 https://www.cnki.net

图 7.15 模型 2 六自由度运动随船速变化曲线.....117
图 7.16 船模型 1 和 2 的六自由度运动比较.....118
图 7.17 舰船横摇和纵摇周期估计.....119
图 7.18 海船动态复合场景雷达回波仿真流程图.....120
图 7.19 舰船与海面复合场景各分量的散射回波.....120
图 7.20 不同入射角时目标和耦合场的散射回波.....121
图 7.21 不同船速时目标和耦合场的散射回波.....121
图 7.22 不同风速时目标和耦合场的散射回波.....122

中国知网 https://www.cnki.net

表格索引

表 2.1 纯水和海水拟合参数 13
表 3.1 后向散射系数随风速变化的实测数据($\theta_i = 30°$) 35
表 3.2 后向散射系数随风速变化的实测数据($\theta_i = 40°$) 36
表 4.1 电磁系统的缩比条件 45
表 4.2 不同缩比因子时模型海水的温度和盐度 46
表 4.3 入射角为 40° 时淡水替代海水所引入的误差 49
表 4.4 粗糙海面几何缩比条件 50
表 4.5 二维 JONSWAP 海谱几何缩比条件 51
表 4.6 二维 PM 海谱几何缩比条件 52
表 5.1 5GHz 不同条件下海杂波幅度分布模型的参数估计值 66
表 5.2 5GHz 不同条件下各统计分布模型的 K-S 检验值 68
表 5.3 不同频率下海杂波幅度分布模型的参数估计值 70
表 5.4 不同频率下各统计分布模型的 K-S 检验值 70
表 5.5 不同风速时海杂波幅度 PDF 参数估计值 73
表 5.6 不同入射角时海杂波幅度 PDF 参数估计值 74
表 5.7 不同入射频率时海杂波幅度 PDF 参数估计值 74
表 6.1 SAR 仿真参数 98
表 7.1 模型 1 各项参数 115
表 7.2 模型 2 各项参数 115
表 7.3 船舶横摇、纵摇和垂荡周期 118

中国知网 https://www.cnki.net

符号对照表

μ	磁导率
ε	介电常数
T	海水温度
S	海水盐度
ω	角频率
f	电磁波频率
λ	电磁波波长
η	本质阻抗
k	波数
$\boldsymbol{k}$	海浪波数矢量
φ	海浪波数方向角
φ_{w}	风向
$W(\boldsymbol{k}),W(k,\varphi)$	二维海谱
$W(k)$	全向海谱
$G(k,\varphi)$	角度分布函数
U_*	摩擦风速
$U_{19.5}$	海面上垂直高度 19.5 m 处的风速
U_{10}	海面上垂直高度 10 m 处的风速
g	重力加速度
X	风区大小
k_p	峰值波数
Ω_c	逆波龄
γ	增强因子
σ_J	峰形参数
B_l	长波重力波谱
B_h	短波张力波谱
$\hat{\boldsymbol{k}}_i$	入射方向单位矢量
$\hat{\boldsymbol{k}}_s$	散射方向单位矢量
$\hat{\boldsymbol{k}}_r$	反射方向单位矢量
$\boldsymbol{q}$	散射矢量
$\hat{\boldsymbol{h}}_i,\hat{\boldsymbol{v}}_i$	入射波极化矢量

中国知网 https://www.cnki.net

$\hat{\boldsymbol{h}}_s, \hat{\boldsymbol{v}}_s$	散射波极化矢量
$\hat{\boldsymbol{n}}$	法向矢量
$\zeta(\boldsymbol{r}')$	粗糙表面
$\boldsymbol{E}$	电场
$\boldsymbol{H}$	磁场
R_v, R_h	菲涅尔反射系数
S_{pq}	散射幅度
θ_i	入射角
ϕ_i	入射方位角
θ_s	散射角
ϕ_s	散射方位角
t	时间
$z(x,y,t)$	海面波高
$\eta(\boldsymbol{\rho}_0,t)$	大尺度海面高度
$\zeta(\boldsymbol{\rho}_c,t)$	海面小面元上毛细波的高度
$\boldsymbol{\rho}_0=(x_0,y_0)$	海面小面元的中心位置矢量
$\boldsymbol{\rho}_c=(x_c,y_c)$	海面小面元内微结构的位置矢量
z_x, z_y	海面 x,y 方向的斜率
$B(\boldsymbol{k}_c)$	毛细波的幅度
$\boldsymbol{k}_c$	毛细波波数矢量
k_{cut}	截断波数
λ_b	Bragg 谐振波长
L_x, L_y	海面 x,y 方向的长度
$\Delta x, \Delta y$	海面 x,y 方向的离散间隔
$P_{t,t=\mathrm{R,LN,W,K}}$	概率密度函数
$F_{t,t=\mathrm{R,LN,W,K}}$	累积分布函数
C_t, C_{xy}, C_{xyt}	时间，空间，时空自相关函数
$\boldsymbol{J}$	感应电流
$\boldsymbol{M}$	感应磁流
I_{vis}	可见度因子
$f_r(\cdot)$	距离向分辨函数
ρ_a^r	方位向分辨率
τ_s	海面相关时间
$\bar{U}_T^r, \bar{A}_T^r$	海面长波的平均速度和加速度

中国知网 https://www.cnki.net

$\hat{\boldsymbol{u}}$	六自由度运动矢量
υ_s	航速
$\varphi_{ship}, \varphi_s$	航向
$\{\hat{\boldsymbol{x}}, \hat{\boldsymbol{y}}, \hat{\boldsymbol{z}}\}$	全局坐标系
$\{\hat{\boldsymbol{x}}_I, \hat{\boldsymbol{y}}_I, \hat{\boldsymbol{z}}_I\}$	惯性坐标系
$\{\hat{\boldsymbol{x}}_b, \hat{\boldsymbol{y}}_b, \hat{\boldsymbol{z}}_b\}$	船体固定坐标系
$\phi(y,z,t)$	流势
χ	遭遇角
ω_e	遭遇频率
$W_e(\omega_e, \chi)$	遭遇谱
$\boldsymbol{M}$	质量矩阵
$\boldsymbol{B}$	复附加质量矩阵
$\boldsymbol{S}$	恢复力矩阵
$\hat{\boldsymbol{F}}_e$	力振幅矩阵
$\hat{\mathfrak{R}}$	幅值响应算子
z_g	重心高度
I_x	惯性矩
B	船宽
C_b	方形系数
C_w	水线面系数
H	型深
$\overline{GM}$	最大稳性高度
T_{u_4}	横摇周期
T_{u_5}	纵摇周期

中国知网 https://www.cnki.net

缩略语对照表

FEM	Finite Element Method	有限元方法
FDTD	Finite Difference Time Domain	时域有限差分方法
MoM	Method of Moment	矩量法
FDDE	Frequency Domain Differential Equation	频域微分方程方法
TDDE	Time Domain Differential Equation	时域微分方程方法
FDIE	Frequency Domain Integral Equation	频域积分方程方法
TDIE	Time Domain Integral Equation	时域积分方程法
FBM	Forward Backward Method	前后向迭代法
SMCG	Sparse Matrix Canonical-Grid Method	稀疏矩阵正规网格法
MSMCG	Sparse Matrix Canonical-Grid Method	多层稀疏矩阵正则网格法
FMM	Fast Multipole Method	快速多极子方法
MLFMA	Multi-Level Fast Multipole Algorithm	多层快速多极子方法
SDFMM	Steepest Descent Fast Multipole Method	最陡下降快速多极子方法
FFT	Fast Fourier Transform	快速傅里叶变换
KA	Kirchhoff Approximation	基尔霍夫近似
SPM	Small Perturbation Method	微扰法
TSM	Two Scale Method	双尺度法
SSA	Small Slope Approximation	小斜率近似方法
FWA	Full Wave Algorithm	全波法
PPT	Phase Perturbation Technique	相位微扰法
RCS	Radar Cross Section	雷达散射截面
STL	Submillimeter Technology Laboratory	亚毫米波技术实验室
GFBM	General Forward Backward Method	广义前后向法
MSMoM	Multiple Sweep Method of Moment	多重扫描矩量法
GO	Geometrical Optics	几何光学法
GTD	Geometrical Theory of Diffraction	几何绕射理论
UTD	Uniform Theory of Diffraction	一致性绕射理论
PO	Physical Optics	物理光学法
PTD	Physical Theory of Diffraction	物理绕射理论
CREM	Complex Ray Expansion Method	复射线展开法
EEC	Equivalent Electromagnetic Current	等效边缘电磁流法

中国知网 https://www.cnki.net

ILDC	Incremental Length Diffraction Coefficients	增量长度绕射系数法
AIM	Adaptive Integral Method	自适应积分方法
WMoM	Wavelet Method of Moment	小波矩量法
FPM	Four Path Model	四路径模型
IPO	Iterative Physical Optics	迭代物理光学法
SBR	Shooting and Bouncing Ray	射线追踪法
BART	Bidirectional Analytic Ray Tracing	双向解析射线追踪技术
SAR	Synthetic Aperture Radar	合成孔径雷达
MEM	Multipole Expansion Method	多极展开法
PDSTRIP	Public Domain Strip Method	
RFSFM	Refined Facet Scattering Field Model	优化的海面面元散射场模型
CWMFSM	Capillary Wave Modified Facet Scattering Model	毛细波修正面元散射场模型
PDF	Probability Density Function	概率密度函数
CDF	Cumulative Distribution Function	累积分布函数
MSD	Mean Square Difference	均方差
RAO	Response Amplitude Operators	幅值响应算子

中国知网 https://www.cnki.net

目录

摘要 I
ABSTRACT III
插图索引 V
表格索引 IX
符号对照表 XI
缩略语对照表 XV
第一章 绪论 1
1.1 研究背景及意义 1
1.2 国内外研究概况和发展趋势 2
1.2.1 粗糙面电磁散射理论 2
1.2.2 雷达散射截面缩比测量技术 4
1.2.3 海面及目标复合电磁散射 5
1.2.4 海上舰船运动特性研究 7
1.3 论文的主要工作和内容安排 7
1.4 论文的主要贡献及创新之处 9
第二章 海面的几何建模 11
2.1 引言 11
2.2 海水介电常数 11
2.3 海谱模型 14
2.3.1 全向海谱 15
2.3.2 方向函数 18
2.4 线性时变海面的模拟方法 20
2.4.1 线性叠加法 20
2.4.2 线性过滤法 20
2.4.3 线性时变海面仿真 21
2.5 本章小结 24
第三章 优化的海面面元散射场模型研究 25
3.1 引言 25
3.2 毛细波修正的海面面元散射模型 25
3.2.1 任意倾斜微粗糙面的散射 25
3.2.2 简化海面小面元的描述 28

中国知网 https://www.cnki.net

3.2.3 毛细波修正面元散射场的建立 30
3.3 基尔霍夫近似方法 31
3.4 优化的海面面元散射场模型 33
3.4.1 优化的海面面元散射场模型的建立 33
3.4.2 散射场模值与幅角分布 34
3.4.3 不同参数条件下单双站散射系数 35
3.5 时变海面散射回波的多普勒谱特性分析 38
3.6 本章小结 41
第四章 海面电磁散射的缩比模型研究 43
4.1 引言 43
4.2 缩比理论的基本原理 43
4.3 海水介电常数缩比条件分析 45
4.3.1 海水介电常数理论缩比条件 45
4.3.2 淡水替代海水所引入的误差分析 47
4.4 粗糙海面几何缩比关系 49
4.4.1 常见海谱模型的缩比条件 50
4.4.2 缩比模型海面模拟 52
4.5 数值仿真 53
4.6 本章小结 56
第五章 海杂波的幅度统计特性研究 57
5.1 引言 57
5.2 海杂波统计分布模型及参数估计方法 57
5.2.1 常见统计分布模型 58
5.2.2 统计分布模型的参数估计方法 60
5.2.3 模型拟合精度评价准则 65
5.3 海杂波幅度统计特性分析 66
5.3.1 海杂波的幅度分布特性 66
5.3.2 海杂波的时空相关性 74
5.4 本章小结 79
第六章 目标与海面的复合电磁散射研究 81
6.1 引言 81
6.2 三维目标电磁散射的 GO-PO 方法 82
6.2.1 面元对入射波及一次反射波的可见度判断 82
6.2.2 入射波感应的电磁流和一次散射的计算 85

中国知网 https://www.cnki.net

6.2.3 一次反射波感应的电磁流和二次散射的计算 87
6.3 基于 GO-PO 方法的目标与海面复合电磁散射计算 89
6.3.1 目标与海面复合电磁散射模型的建立 89
6.3.2 算例验证与分析 90
6.4 舰船目标与海面复合双站散射特性研究 93
6.4.1 舰船与海面复合场景的 RCS 93
6.4.2 舰船与海面复合 SAR 成像模拟 97
6.5 本章小结 100
第七章 时变海面及其上运动舰船复合电磁散射研究 103
7.1 引言 103
7.2 舰船水动力建模方法 104
7.2.1 船舶六自由度运动的坐标系定义 104
7.2.2 船体切片的附加质量、阻尼和激励矩阵的计算 105
7.2.3 基于 PDSTRIP 方法的船舶六自由度运动求解理论 108
7.3 二维海面上船舶六自由度运动仿真 111
7.3.1 二维海面上船舶运动建模方法 111
7.3.2 船舶六自由度运动仿真 115
7.4 时变海面与运动舰船散射回波特性分析 119
7.5 本章小结 122
第八章 结束语 123
参考文献 125
致谢 139
作者简介 141

中国知网 https://www.cnki.net

第一章 绪论

1.1 研究背景及意义

海洋环境是生命的摇篮和人类的资源宝库，是人类生产和消费所不可或缺的物质和能量的源泉。海洋资源的开发与利用对人类的日常生活、经济和国防有着十分重要的影响，对海洋进行开发与探测，首先需要获取大量的海环境数据以及一系列的海洋开发技术，包括深海探测、海洋遥感与导航等。海洋灾害监测以及海上目标探测与识别，也需要获取大量的海洋环境数据，如海面风速、海浪高度、海浪表面的温度和盐度等，需要进行遥感监测，如航天(卫星)、航空(飞机)和陆基(岸边、船舶雷达)遥感，是近几十年来迅速发展的，是海上目标探测识别和海洋灾害监测非常有效的手段。可见，海洋环境数据的获取不论在民用技术方面还是军事应用方面都具有重要意义。

虽然人们能够大量地观测并分析海面回波数据，然而由于海洋环境的随机性和时变性以及海水介电常数等多种因素影响，海面散射回波数据一般具有很强的随机性。因此，在合理分析海面回波数据的同时，从理论上建立海面电磁散射模型对其进行分析具有十分重要的指导意义。对于粗糙面/海面电磁散射，L. Tsang[1][2][3]、A. K. Fung[4]和 A. Ishimaru[5]等已经出版了很多比较经典的有影响力的著作，Saillard[6]、Warnick[7]和 Elfouhaily 等[8]也发表了多篇相关的文献，并得到了广泛的关注。

随着海上目标探测和识别的需求，海面与舰船目标复合散射领域的研究已经成为了当前的研究重点。由于海面起伏的时变性和随机性、舰船目标十分复杂的精细结构以及它们的电大尺寸性，动态海面与舰船的复合电磁散射特性的研究是一项十分复杂的工作，其难点主要表现在：

1) 建立适合于复合散射分析的海面电磁散射模型。大范围海面及其上电大尺寸目标复合电磁建模的主要难点在于模型预估的效率问题，对于动态海面电磁建模方面，传统的海面散射预估模型主要以单独的海面为研究对象，给出其总散射回波的雷达系数随各种参数的变化情况。这些模型往往无法给出海面散射场的空间分布，包括幅度和相位值，因而很难应用于目标复合散射建模中。针对海面上超电大尺寸复杂舰船目标复合电磁散射的应用需求，建立适合复合散射应用的海面单元散射场模型是一个非常值得研究的课题。

2) 兼顾海面与其上舰船目标复合电磁散射建模的有效性和快速性。由于舰船目标的复杂精细结构及其电大特性，使得舰船具有十分庞大的面元数目，再加上大范围海面上巨大的面元数，这对于电磁散射建模的计算效率问题是一个挑战。其次，舰船目标上面元与面元之间的多次散射效应，以及舰船上的面元与海面上的面元之间的耦

中国知网 https://www.cnki.net

合散射效应，对电磁散射建模的计算效率和计算精度有很大的影响。因此，如何兼顾计算时间的快速性和计算结果的准确性也是一个值得考虑的问题。

3) 海上舰船运动特性研究的必要性。由于动态海面与运动舰船的水动力相互作用(即舰船在海面上的六自由度运动：纵荡、横荡、垂荡、横摇、纵摇和艏摇运动)，使得舰船在海面上的姿态不断变化，目标的散射特性以及目标与海面之间的耦合散射特性也因目标姿态的改变随时间剧烈变化，因此，海上运动舰船目标的六自由度运动姿态变化的情况以及舰船姿态的变化对舰船目标复合电磁散射的调制影响也是研究者们重点考虑的问题。

因此，对海面与舰船目标电磁散射的建模方法研究对海上目标探测识别等相关问题的研究具有非常重要的理论指导意义。

1.2 国内外研究概况和发展趋势

1.2.1 粗糙面电磁散射理论

自然界中大多数物体表面都呈现出不同程度的粗糙度，这种粗糙对波的传播和散射特性有着很大的影响，关于粗糙面电磁散射特性的研究，已经在微波遥感、目标探测、半导体表面处理等应用领域得到非常广泛的应用。在理论上粗糙面电磁散射的研究途径主要可以分为数值方法和理论近似：数值方法又可分为频域微分方程法(FDDE)、时域微分方程法(TDDE)、频域积分方程法(FDIE)和时域积分方程法(TDIE)。常见的理论近似方法有基尔霍夫近似(KA)、微扰法(SPM)、双尺度法(TSM)以及小斜率近似方法(SSA)、全波法(FWA)、相位微扰法(PPT)等。

有限元方法(FEM)是一种 FDDE 方法，是求解微分形式的 Maxwell 方程边值问题的有效方法，它以变分原理为基础，经过变分和离散化，将所求边值问题转化为一组普通多元函数的代数方程组，从而可以得到比较精确的数值解。Tsang 等曾将 FEM 应用于粗糙面的散射问题中[9]，并得到了很好的结果；国内复旦大学金亚秋等[10][11]利用 FEM 分析了一维海面及其上目标的复合电磁散射特性。

时域有限差分(FDTD)方法是最典型的 TDDE 方法，在 1966 年由 Yee 首次提出[12]，目前已经得到了广泛的应用。A. K. Fung[13]利用 FDTD 分析了二维粗糙面的散射特性，由于计算效率问题，其抽样点和样本数不能在很大范围内取值；Hastings[14]应用共形 FDTD 技术(CFDTD) 研究了粗糙面的双站散射特性，并降低了内存占用空间和提高了计算速度，特别在大角度入射的情况下，提高了计算精度。

矩量法(MoM)是最典型的 FDIE 方法，是由 Harrigton 提出的[15]基于积分形式的 Maxwell 方程。由于受限于计算机内存和计算效率的问题，MoM 不适合求解电大尺寸目标的散射，对此，很多国内外学者基于 MoM 提出各种快速有效的计算方法，如

中国知网 https://www.cnki.net

前后向迭代法(FBM)[16][17]、稀疏矩阵正规网格法(SMCG)、快速多极子方法(FMM)等。FBM 在导体和介质随机粗糙面的计算中能够显著提高效率并达到很高的精度。Holliday 等[18]利用 FBM 研究了各向同性导体粗糙面在低掠角入射下的散射特性；Chou 和 Johnso[19][20]采用 FBM 研究了一维粗糙面的散射问题；Iodice[21]将 FBM 扩展并应用到了介质粗糙面的电磁散射问题中；国内复旦大学金亚秋等[22]使用谱加速的 FMM 分析了分形介质粗糙面的双站散射特性。SMCG 将粗糙面起伏用 Green 函数关于 z=0 平面的泰勒(Taylor)级数展开[23]，将阻抗矩阵分解为弱矩阵和强矩阵并采用快速傅里叶变换(FFT)来计算占绝大部分的稀疏(弱)矩阵，因此提高了求解过程的效率。此外，Tsang 等[24]采用三维 FFT 代替了 SMCG 中的二维 FFT 进而提出了多层稀疏矩阵正则网格(MSMCG)方法，有效减小了内存的占用率。Johnson 等[25]基于 SMCG 分析了复合尺度粗糙面的海面后向散射特性；国内北京大学夏明耀等[26]利用 MSMCG 研究了二维粗糙面的电磁散射特性，以及根据切比雪夫插值格林函数改进了 SMCG 方法[27]。FMM[28]也是一种求解弱矩阵的快速算法，为了提高传统 FMM 的效率，后来又发展了多层快速多极子方法(MLFMA)[29]和最陡下降快速多极子方法(SDFMM)[30]等各种快速预估方法。FMM 和 MLFMA 方法最初是用来计算目标的散射，后来 Wagner 和 Chew 等[31]将 FMM 引入到二维粗糙面电磁散射问题的研究中。

时域积分方程法(TDIE)[32][33][34]首先将时间变量和二维空间变量的积分区域都离散化，然后利用 Green 函数和边界条件把积分方程化为线性方程组，最后以时间步进递推的形式求出各时间点处的结果。数值方法具有良好的计算精度，但大多数存在计算效率低的问题。在微波波段，海面相对于照射电磁波长是电大尺寸场景，所以利用数值方法计算二维大范围海面的电磁散射还有待进一步的研究，而近似方法能够有效地提高数值方法的计算效率，从而得到了广泛的关注。

基尔霍夫近似(KA)[35][36]适用于平均水平尺寸较大的微起伏表面，其要求相关长度 l 和表面均方根高度 δ 在数学上满足 $kl > 6, l^2 > 2.76\delta\lambda$ 。对于基尔霍夫近似，1963 年 Spizzichino 和 Beckmann[35]在数学上简化并全面推导给出了其远区散射场的表示公式；对于均方根高度大的表面或者大入射角情况下的散射问题，为了考虑遮蔽效应和多重散射，Ishimaru 等[37]人提出了二阶基尔霍夫近似；Toporkov 和 Brown[38]基于扩展基尔霍夫近似研究了时变线性和非线性海面散射特性。

微扰法(SPM)和基尔霍夫近似的根本区别是，前者适用于缓变起伏，即小斜度、大起伏表面，后者适用于小均方根高度 δ 的表面，即大斜度小起伏表面。微扰法的限制条件可以表示为 $k\delta < 0.3, \sqrt{2}\delta / l < 0.3$ 。基于微扰法，很多学者对粗糙面散射问题作了很多的研究，Fuks 等给出了一阶微扰场的计算公式[39][40]，并被广泛地应用于粗糙面的电磁散射计算中；Johnson, Voronovich 等基于 Fuks 的一阶微扰公式推导了二阶、三阶[41]和四阶[42]的微扰计算公式；Barrick 等[43][44]利用微扰法分析了海面散射回波的

中国知网 https://www.cnki.net

特性，并解释了一阶和二阶布拉格谐振(Bragg resonant)散射现象。

双尺度法(TSM)[45][46]是在 KA 和 SPM 两种方法的基础上建立的，该模型人为地将粗糙面分为大尺度和小尺度两部分，并引入了一个区分大尺度和小尺度分量的尺寸分度参数 k_d (Cut-off wavenumber)，它可以在很大范围内任意选择。大尺度分量(镜面反射)应用 KA 方法求解，小尺度分量(相当于由大波浪倾斜形成的小尺寸分量的布拉格散射)应用 SPM 方法计算，然后将小尺度分量的 SPM 结果按大尺度分量的斜率分布求集总平均就可以得到最终的结果。Khenchaf[47]等研究了 KA 和 SPM 在双站散射情况下的适用范围，并利用 TSM 计算了交叉极化情形时的海面散射系数；Awada[48]等计算了各向异性海面在双站散射情况下的散射系数，并比较了 TSM 和 SSA-1 计算结果。TSM 的缺点是预测值依赖于在 k_d 的选择下表面如何划分，对于截断波数的选取方法也有很多学者对此进行相应的研究[49][50][51]。

小斜率近似(SSA)可以按照粗糙度斜率的级数展开严格表示，假定入射/散射的掠射角的正切远大于粗糙度的斜率，SSA 可应用于任意波长，根据粗糙度斜率，可以得到散射振幅的规则表达式和 SSA 的一阶、二阶结果[52][53]。在一定的条件下可以退化为 KA 和 SPM 的结果。通过比较，SSA-1 的计算结果与数值方法和实测数据吻合较好[54][55][56]。相对于 SSA-1，SSA-2 在 SSA-1 基础上考虑了更高阶项的影响，因此，SSA-2 的计算结果更加精确。

全波法(FWA)是 Bahar 对粗糙面散射一阶小扰动理论做了改进后提出的[57]。这种方法的物理意义比较清楚，对激励源与界面、介电特性没有任何限制，对于微粗糙面，粗糙面以及多层粗糙面都适用，但此法比较复杂，且利用计算机实现起来非常困难。FWA 在高频限制下可以简化为物理光学解，在低频限制下可以简化为微扰解。Bahar 利用 FWA 计算了介质粗糙面的雷达散射截面(RCS)，结果表明，FWA 能够解释观察到的后向散射增强现象[58][59]。

相位微扰法(PPT)是由 Winebrenner 和 Ishimaru 等人于 1985 年提出的[60]，是解决粗糙面散射问题的一种新的微扰技术，在 $\theta \le 90^o - 2\gamma$ ($\gamma = ar\tan(\sqrt{2}\sigma / l)$) 角度范围内，PPT 的结果与精确解吻和的非常好[61]-[64]。Winebrenner 和 Ishimaru 指出，PPT 在一定的限制条件下可以简化为 SPM 和 KA 解，数值计算表明，PPT 比一般的 SPM 精度要高，当 $l/\lambda \ge 1$ 时，PPT 的后向散射系数与 KA 的后向散射系数一致。

1.2.2 雷达散射截面缩比测量理论

电磁缩比测量技术在二战以来已经得到了广泛地应用和发展[65]，Stratton 在 1941 年提出了最经典的电磁相似律[66]，Sinclair 在 1948 年总结并给出了电磁系统的缩比理论[67]。这种电磁缩比测量技术曾经成功地应用于天线测量[68]，以及金属目标的电磁散射测量[69]，对于金属和无耗介质，经典相似律非常适用，然而对于有耗介质，相似

中国知网 https://www.cnki.net

律是矛盾的，不相容的。在实际微波工程中，理想缩比条件由于种种因素无法得到满足，于是很多学者对此做了大量的研究，提出了近似缩比理论[70]和不满足理想缩比条件时的反演计算方法[71]等等，很大程度上减少了模型测量的误差。

缩比测量方法以电磁相似理论和严格的相似性关系为基础建立缩比测量实验场对缩比目标在特定波段进行相关测量，其在技术和经济方面具有很强的优势。紧缩场缩比测量法克服了外场实测中所需测试场地庞大、目标回波信号较弱且途中易受干扰、许多真实目标无法获取、难以保证测量精确性的缺点，但测量目标必须满足电磁相似条件，保证与实际目标拥有相同的电参数和电尺寸比例，即目标尺寸与测量波长之比，并由此推算实际尺寸目标的散射特征。由于环境和目标大多数都具有电大或超电大尺寸，而外场实测法中存在难以克服的问题，因此，用紧缩场缩比测量法对环境和目标的雷达散射特性进行测量比较容易实现。

自缩比波长和模型测量的概念应用于单纯的紧缩场之后[72]，缩比测量技术得到了广泛地应用。国内外很多研究机构建立了电磁缩比测量的实验室，如美国陆军高级仿真中心、美国马萨诸塞州立大学亚毫米波技术实验室(STL)、美国雷锡恩(Raytheon)公司导弹系统分部、英国国家无线电缩比模型实验室[73]等。国内如北京环境特性研究所、国防科技大学、电子科技大学等[74][75]。此外，国内上海航天 802 所在海水缩比模型测量方面，航天科工 207 所在舰船目标与海面复合散射特性研究方面也取得不少成果。实验室内进行缩比测量首先需要解决一些关键技术[76]，比如辐射源技术[77]、紧缩场技术、几何模型的制作、符合实际目标和环境介电特性的模型材料制备[78]-[82]、背景降噪[83]以及数据的接收与处理等。

1.2.3 海面及目标复合电磁散射

对于单纯的粗糙面散射问题和目标散射问题，国内外很多学者已经做了大量研究，并取得了一定的成果。然而，粗糙面和目标在很多情况下是不可分割的，这时不仅需要考虑粗糙面和目标各自的散射，也需要考虑它们之间的耦合散射。目标与粗糙面的复合散射电磁建模涉及复杂目标、粗糙面和耦合场的散射问题，因此，目标与粗糙面的复合散射问题是一个非常复杂的研究难点。

目前，关于目标与粗糙面复合散射的研究，主要围绕数值算法和混合法两个方面展开。数值算法是将粗糙面和目标当作一个整体，用同一种算法去分析，在此方面的代表性工作有：Pino 等[84][85]利用广义前后向法(GFBM)研究了一维海面上二维船目标的复合电磁散射特性；Colak 和 Burkholder 等[86]结合多重扫描矩量法(MSMoM)研究了海面上三维目标的散射问题；Y. Zhang 等[87]提出的模式扩展法有效减少了传统 MoM 中未知数的个数，并计算了 1GHz 时导体海面上舰船模型的电磁散射；国内，复旦大学金亚秋等[88][89][90]利用 FEM 和 FDTD 研究了海面与其上目标的复合散射特

中国知网 https://www.cnki.net

性；李中新[91]基于谱加速的 FBM 分析了船类目标与一维海面的复合散射特性；武汉大学邓方顺等[92]根据 RWG 基函数提出了三维多级 UV 方法，并利用此方法研究了海面与舰船的复合电磁散射；西安电子科技大学郭立新等也对粗糙面与目标的复合散射相关问题进行了研究[93]。

针对不同散射体，混合法可以选用适合于目标和粗糙面的计算方法，然后再将目标与粗糙面之间的耦合作用考虑进去。前面 1.2.1 节介绍和总结了各种粗糙面电磁散射计算的数值方法和近似方法，对于单纯目标的电磁散射在过去几十年内已发展了各种成熟有效的计算方法，总体来说，可分为高频近似及数值方法这两大类。高频近似方法有：几何光学法(GO)、物理光学法(PO)、几何绕射理论(GTD)、物理绕射理论(PTD)、一致性绕射理论(UTD)、等效边缘电磁流法(EEC)、复射线展开法(CREM)、增量长度绕射系数法(ILDC)等。高频方法具有计算效率高、占用内存少的优点，它们被广泛应用于外形平滑目标(且目标的电尺寸较大，几何外径至少大于 10 个波长)的散射特性分析[94]。数值方法包括：有限元法(FEM)、矩量法(MoM)、时域积分方程法(TDIE)，以及时域有限差分法(FDTD)，为了提高这些方法的计算效率，基于 MoM 法，建立了一些快速算法，如前后向迭代法(FBM)、稀疏矩阵正规网格法(SMCG)、快速多极子算法(FMM)[95]，多层快速多极子算法(MLFMA)[96][97][98]，自适应积分方法(AIM)[99]，小波矩量法(WMoM)[100]等；基于 FDTD 方法建立的快速算法[101][102]和基于 TDIE 建立的快速算法[103][104]等。

混合法的关键技术在于，如何既能很好地保证精度，又不过分影响效率的同时对目标和粗糙面之间耦合作用的进行计算，众多学者已经在这方面做了大量的研究工作，代表性工作有：Johnson 提出的四路径模型(FPM) [105][106]是一个比较经典的算法。Burkholder 等根据迭代物理光学法(IPO)[107]和射线追踪法(SBR)[108]研究了海面上简单目标的散射问题。复旦大学叶红霞等[109][110][111]利用 KA-CG 迭代方法研究了目标与粗糙面的复合散射问题，其目标与粗糙面之间的耦合场通过迭代来计算；徐丰等[112]用双向解析射线追踪技术(BART)计算了海面与舰船的复合散射，得到了很好的效果。武汉大学朱国强等用 MoM-PO 混合法[113]研究了二维导体目标与一维导体粗糙面的复合电磁散射问题，基于 PO 的双次弹射法[114][115][116]研究了各种典型粗糙面与目标的复合散射问题。北京航空航天大学许小剑等[117][118]也采用混合方法对目标与海面的散射进行了相关研究。北京理工大学张晓燕结合 KA 和 MLFMA 讨论了一维粗糙面与其上目标的后向散射[119]。空军工程大学童创明等[120][121]提出了适合于导体粗糙面与导体目标复合散射的混合快速计算方法。西安电子科技大学郭立新等[122][123]在深入研究粗糙面与目标复合散射问题时提出一些有用的混合方案。西安电子科技大学张民等采用多路径模型和 IPO-MEC 的混合模型研究了海上目标复合电磁散射特性及合成孔径雷达(SAR)成像仿真[124]-[128]。

中国知网 https://www.cnki.net

1.2.4 海上舰船运动特性研究

早在 19 世纪，人们就开始对船舶的运动特性进行了初步研究，Froude 和 Krylov 分别对船舶横摇运动和纵向运动提出了经典的运动模型，为 19 世纪末到本世纪 40 年代船舶摇荡运动的研究奠定了理论基础。Froude 和 Krylov 的早期工作仅研究了入射波浪对船体干扰力，即为现在所称的 Froude-Krylov 力(或入射力)，而没有考虑因船体的存在以及船舶运动对流场的影响，即辐射力和绕射力。从 40 年代起，很多学者开始研究船舶存对入射波流场的作用，并建立相对可靠的船舶摇荡流体动力理论，从而可以更加合理地来描述船舶的摇荡运动。Haskind 利用格林定理将船体运动引起的扰动力在线性理论范围内分解为绕射力和辐射力。Havelock、Ursell 等人也对速度势边值问题的建立和求解进行了相关的研究。到 50 年代，船舶在波浪中运动特性的研究有了重大突破，一个是频谱分析方法的引入[129]，二是切片理论(strip theory)的提出[130][131]。切片理论在 50 年代以后得到迅速的发展，Tasai 和 Grim and Schenzle 将初期理论中只考虑了迎浪时的纵向运动推广到斜浪和横向运动中，此外，大量学者也基于实验开始对切片理论作了进一步的完善工作，主要体现在：切片模型理论基础的严密化[132][133][134]，二是二维切片流体动力计算方法的完善化。很多学者根据切片理论研究了船体切片水动力系数的计算方法，提出了一些不同的数值计算方法，其中多极展开法(MEM)[135]与分布源法[136]是计算剖面水动力系数的两种最典型的方法。三是对切片理论在船舶作大幅度运动以及船舶在恶劣的海况下进行非线性的推广研究。

对于时变海面及运动舰船复合电磁散射，国内外也有很多学者对此进行了相关的研究。比如，Jamil 等人[137]讨论了舰船目标的横摇运动对复合散射的影响，结果发现，船类目标的横摇运动对目标与海面形成的角反射器的雷达回波的影响比较明显。北京航空航天大学徐小剑等[138]利用复合散射模型和船体流体动力运动模型研究了时变海面与运动舰船目标散射回波的动态特性，实现了海面舰船雷达回波的仿真。

1.3 论文的主要工作和内容安排

论文主要工作来源于以下国家部委项目："时变海面及舰船水动力建模"、"动态海面宽带回波模拟研究"、"海上大型舰船目标雷达双站散射特性分析"和"海杂波统计特性建模软件"。

论文针对海面的电磁散射及海面与舰船目标的复合电磁散射问题，建立了海面电磁散射的面元散射场模型，并讨论了相应参数对海面散射系数的影响，详细研究了缩比模型应用在海面电磁散射中所应满足的缩比条件以及存在的问题，分析了海杂波幅度的分布特性和相关特性，并在此基础上建立了海杂波幅度的统计模型，重点研究了海面与舰船的复合散射特性以及舰船六自由度运动模拟方法。

中国知网 https://www.cnki.net

本论文各章节的内容安排如下：

第一章：绪论。介绍了本论文的研究背景及意义，以及海面电磁散射及海面与目标的复合电磁散射问题的国内外研究现状，给出了论文的内容安排和创新之处。

第二章：海面的几何建模。介绍了两种常用的海水介电常数模型，以及几种常见的海浪功率谱和方向函数，并分析了海谱中各个参数对海谱的影响。其次，介绍了两种比较典型的海面几何建模方法：双叠加法和线性过滤法，并采用线性过滤法仿真了不同风速、不同风向和不同时刻下二维线性海面。

第三章：优化的海面面元散射场模型研究。根据面元化思想和简化毛细波的假设，建立了优化的海面面元散射场模型，实现了二维确定性海面样本散射场的计算，以及为目标与海面的复合散射提供了理论模型，然后给出了单个海面样本的散射场幅值和相位的空间分布，分析了不同海况条件和雷达参数条件对单双站平均散射系数的影响，最后模拟了不同条件下时变海面散射回波的多普勒谱。

第四章：海面电磁散射的缩比模型研究。首先介绍了缩比理论的基本原理和缩比条件。从海水的介电常数模型出发，推导了海水介电常数的缩比条件，分析了在实验室内用淡水替代海水的可行性和所引入的误差。推导了粗糙海面的几何缩比关系和常见两种海谱的缩比条件，通过比较缩比模型和原型之间的海面高度，以及缩比模型和原型的单双站散射系数、杂波序列和多普勒谱，验证了所推导的海面几何缩比条件和在实验室内用淡水替代海水的可行性。

第五章：海杂波的幅度统计特性研究。介绍了几种常见海杂波的统计分布模型，及其相应参数的估计方法，重点研究了不同雷达参数和不同海况参数下海杂波幅度的分布特性和时间、空间以及时空相关特性。

第六章：目标与海面的复合电磁散射研究。根据几何光学法(GO)，分析了目标上面元对入射波及一次反射波可见度的判断方法，然后根据物理光学法(PO)，给出了入射波和一次反射波感应的电磁流，并建立了三维复杂目标的散射场模型。最后根据海面面元散射场模型和 GO-PO 方法，建立了适合于电大尺寸场景的目标与海面复合散射的电磁模型，并用已有的方法验证了本章所提出模型的适用性。

第七章：时变海面及其上运动舰船复合电磁散射研究。本章首先根据 PDSTRIP (Public Domain Strip Method)方法，介绍了船舶受力平衡方程中水动力系数求解方法，并建立了二维海面上船舶六自由度运动模型。然后给出了船舶六自由度计算中所用到船体参数的确定方法，并模拟了不同条件下，不同舰船的六自由度运动随时间的变化特性。最后结合前述章节所建立的海面散射模型(RFSFM)、目标散射模型(GO-PO 方法)、舰船目标及海面耦合散射模型(GO-PO 方法)以及舰船水动力运动模型分析了时变海面与运动舰船复合散射回波的时变特征。

本文的时谐因子采用 $\exp(i\omega t)$

中国知网 https://www.cnki.net

本文的结构框架如图 1.1 所示。

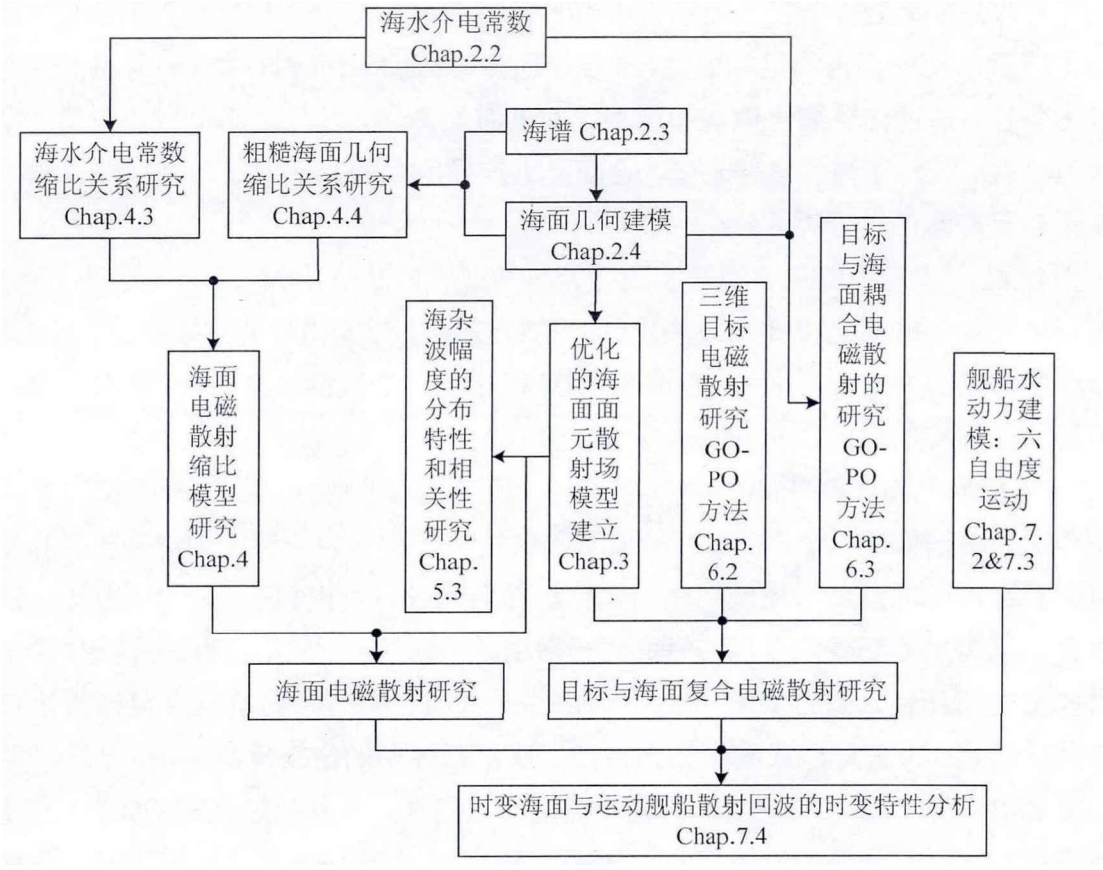


图 1.1 论文结构框图

1.4 论文的主要贡献及创新之处

本论文的主要工作及创新主要体现在以下几点：

1. 基于面元化思想和简化毛细波表示的思想，借助 Fuks 微扰理论和基尔霍夫近似建立了适合微波频段三维海面散射场计算的优化的海面面元散射场模型(RFSFM)。该模型将海面面元对应的局部入射角将散射区域分为漫散射区和镜向散射区，对于处在漫散射区面元，根据毛细波修正面元散射模型进行计算。由于该模型对截断波数有很大的依赖性，通过选择合适的截断波数，可以给出的准确的散射场。因此，本文采用基尔霍夫近似方法计算了处在镜像散射区面元的散射场，结合漫散射区面元的散射场的计算方法，建立了优化的海面面元散射场模型，与小斜率近似方法和实测数据的对比，验证了模型的有效性。

2. 从海水的介电常数模型出发，推导了海水介电常数的缩比条件，并在理论上寻找是否存在一组温度和盐度(S',T')，使得缩比模型与原型海水的介电常数在各自入射频率下相等$\varepsilon'(f',S',T')\approx\varepsilon(f,S,T)$，即满足缩比条件。结果发现，虽然理论上能

中国知网 https://www.cnki.net

够得到一组温度和盐度(S',T')，但是这样一组温度和盐度在实验室基本上是达不到的。为此，本文分析了在实验室内用淡水替代海水的可行性和所引入的误差。为了使缩比模型在几何上也满足相似性，推导了粗糙海面的几何缩比关系和常见两种海谱的缩比条件。通过比较缩比模型和原型之间的海面高度，以及缩比模型和原型的单双站散射系数、杂波序列和多普勒谱，验证了所推导的海面几何缩比条件和在实验室内用淡水替代海水的可行性。

3. 给出了几种常见的海杂波统计分布模型的参数估计方法，统计了不同入射角、不同风速和不同极化下海杂波幅度分布的特性，从 K-S 检验值可以看出，HH 和 VV 极化的海杂波符合 Log-normal 分布；HV 极化的海杂波符合 Weibull 分布，重点研究了海杂波幅度的时间、空间和时空相关性。

4. 根据几何光学法(GO)，分析了目标上面元对入射波及一次反射波可见度的判断方法，根据物理光学法(PO)，给出了入射波和一次反射波感应的电磁流，并建立了三维复杂目标的散射场模型。然后根据海面面元散射场模型和 GO-PO 方法，建立了适合于电大尺寸场景的目标与海面复合散射的电磁模型，并用已有的方法验证了所提出模型的适用性，最后计算分析不同条件下舰船目标与海面的复合双站雷达散射特性，为 GNSS-R 信号机载和星载平台目标探测新体制的建立提供理论依据，舰船与海面复合 Bis-SAR 成像的模拟也验证了模型的适用性。本章所建立的 GO-PO 方法在处理目标与海面耦合作用时，可以根据大尺度海面上面元法向的不同将大尺度海面粗糙度的影响合理地考虑进去，另外，在计算目标散射场和目标与海面的耦合场时，可以根据面元之间的相互遮挡作用，更加合理的计算面元的二次散射贡献。

5. 对于海面上的运动舰船目标，由于舰船与海面之间相互作用影响，舰船在海面上的运动姿态不断变化，目标以及目标与海面之间的耦合散射特性也因目标姿态的改变随时间剧烈变化。因此，有必要研究海面运动舰船目标姿态变化的情况，并研究运动舰船姿态的变化对舰船目标和舰船与海面之间的耦合散射的调制影响。基于此目的，本章首先根据 PDSTRIP 方法，介绍了船舶受力平衡方程中水动力系数求解方法，并建立了二维海面上船舶六自由度运动模型。然后给出了船舶六自由度计算中所用到船体参数的确定方法，并模拟了不同条件下，不同舰船的六自由度运动随时间的变化特性。进一步结合所建立的目标与海面的复合散射模型以及舰船水动力运动模型分析了时变海面与运动舰船复合散射回波的时变特征。

中国知网 https://www.cnki.net

第二章　海面的几何建模

2.1 引言

海水受风和气压等因素的影响，使得海水的各质点离开原来的平衡位置，而发生沿不同方向的运动，这就形成了海浪。海浪是在 40 年代中期兴起的一个研究领域，在当时所应用的方法中，将观测数据和液体被动理论结合起来，从而具有很强的经验性。50 年代初，Pierson 最早将 Rice 关于无线电噪声的理论应用在海浪模拟中，从而根据谱以随机过程阐述海浪的运动形态成为主要的研究方法。通常情况下，在风速较小时海浪是比较规则的，其形态可以用线性理论来描述，可以看成是由很多个振幅、频率和相位都不一样的波叠加而成。

对海面电磁散射以及目标与海面的复合电磁散射进行理论研究，首先要掌握海面的电特性和几何形状特性。电特性主要指的是介电常数与海水的含盐度、海水的温度以及入射波频率等的关系，几何形状特性指的是海面的高度起伏特性。本章对海水介电常数，海浪谱模型包括全向海谱和方向分布函数，以及基于海浪谱的线性海浪的模拟方法作了比较详细的介绍。

2.2 海水介电常数

在研究海面的电磁散射问题中，海水的介电常数是一个十分重要的参数。海水的介电常数是关于电磁波频率、海水的含盐度和海水的温度的复函数。关于海水介电常数模型的研究目前主要有 Klein 的单 Debye 模型[139]、Stogryn 模型[140]、Meissner 的双 Debye 模型[141]、Ellison 模型以及基于修正的 Ellison 模型[142][143]等等，下面主要介绍单 Debye 模型和双 Debye 模型。

1977 年 Klein 等人[139]提出了海水介电常数的单 Debye 模型，该模型的形式为：

$$\varepsilon(T,S)=\varepsilon_\infty+\frac{\varepsilon_s(T,S)-\varepsilon_\infty}{1+\left[j\omega\tau(T,S)\right]^{1-\eta}}-i\frac{\sigma(T,S)}{\omega\varepsilon_0} \tag{2-1}$$

式中，T 表示温度(℃)，S 表示盐度(‰)，$\omega=2\pi f$ 为角频率，f 的单位为赫兹(Hz)，η 是Cole-Cole松弛参数，$\varepsilon_s(T,S)$ 是静态介电常数，ε_∞ 是为无限大频率时的介电常数，$\varepsilon_0=8.854\times10^{-12}$ F/m 是自由空间的介电常数，$\sigma(T,S)$ 是海水的电导率，其中参数 $\varepsilon_s(T,S)$ 和 $\sigma(T,S)$ 与海水含盐度和温度有关，并由实验测量得到。

$$\varepsilon_s(T,S)=\varepsilon_s(T)a(S,T) \tag{2-2a}$$

$$\varepsilon_s(T)=87.134-1.949\times10^{-1}T-1.276\times10^{-2}T^2+2.491\times10^{-4}T^3 \tag{2-2b}$$

$$a(S,T)=1.0+1.613\times10^{-5}TS-3.656\times10^{-3}S+3.210\times10^{-5}S^2-4.232\times10^{-7}S^3 \tag{2-2c}$$

中国知网 https://www.cnki.net

$$\tau(T,S)=\tau(T,0)b(S,T) \tag{2-3a}$$

$$\tau(T,0)=1.768\times10^{-11}-6.086\times10^{-13}T+1.104\times10^{-14}T^2-8.111\times10^{-17}T^3 \tag{2-3b}$$

$$b(T,S)=1.0+2.282\times10^{-5}TS-7.638\times10^{-4}S-7.760\times10^{-6}S^2+1.105\times10^{-8}S^3 \tag{2-3c}$$

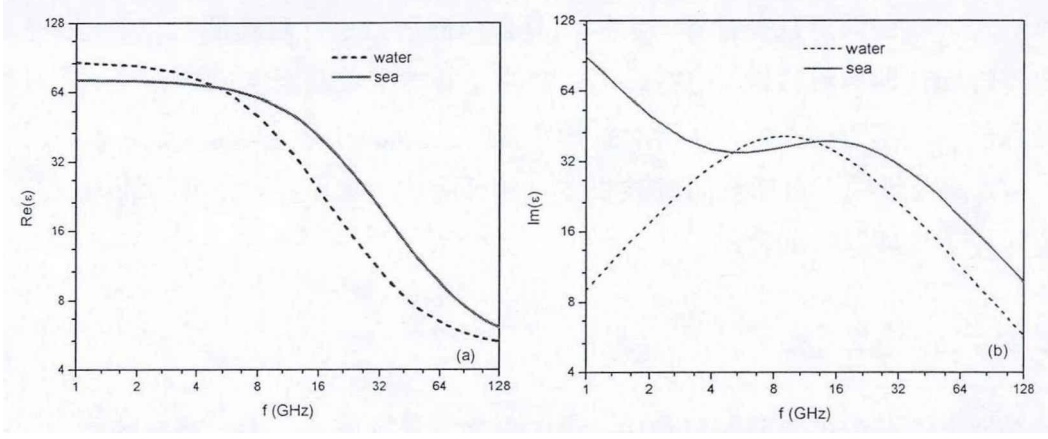
$$\Delta=25-T \tag{2-4a}$$

$$\sigma(T,S)=\sigma(25,S)\exp(-\Delta\beta) \tag{2-4b}$$

$$\begin{aligned}\beta=&2.033\times10^{-2}+1.266\times10^{-4}\Delta+2.464\times10^{-6}\Delta^2\\&-S\left(1.849\times10^{-5}-2.551\times10^{-7}\Delta+2.551\times10^{-8}\Delta^2\right)\end{aligned} \tag{2-4c}$$

$$\sigma(25,S)=S\left(0.182521-1.46192\times10^{-3}S+2.09324\times10^{-5}S^2-1.28205\times10^{-7}S^3\right) \tag{2-4d}$$

图 2.1 给出了纯水($S=0,T=0^{\circ}C$)和海水($S=35\text{ppt},T=0^{\circ}C$)的介电常数随频率的变化情况。从图中可以看出，纯水和海水介电常数的实部均随着频率的升高而减小；而纯水介电常数的虚部先升高再减小，海水介电常数的虚部则是先减小再增大最后又减小。



(a)实部　　(b)虚部

图 2.1 纯水和海水介电常数随频率的变化

2004 年 Meissner[141]等人针对单 Debye 模型不能适用于高频的问题，提出了双 Debye 海水介电常数模型，即：

$$\varepsilon(T,S)=\varepsilon_\infty(T,S)+\frac{\varepsilon_s(T,S)-\varepsilon_1(T,S)}{1+i\dfrac{f}{f_1(T,S)}}+\frac{\varepsilon_1(T,S)-\varepsilon_\infty(T,S)}{1+i\dfrac{f}{f_2(T,S)}}-i\frac{\sigma(T,S)}{(2\pi\varepsilon_0)f} \tag{2-5}$$

式中，$i=\sqrt{-1}$，f 为辐射频率(GHz)，$\varepsilon_S(T,S)$ 为静态（零频）介电常数，$\varepsilon_1(T,S)$ 指中间频率介电常数，$\varepsilon_\infty(T,S)$ 为无穷大频率时的介电常数，它在 Klein 和 Swift 模型中为常数，$\sigma(T,S)$ 为海水的电导率(S/m)，ε_0 为真空介电常数，$f_1(T,S)$、$f_2(T,S)$ 分别表示一阶、二阶 Debye 松弛频率(GHz)。

对于海水的电导率，其表达式为

$$\sigma(T,S)=\sigma(T,S=35)\cdot R_{15}(S)\cdot\frac{R_T(S)}{R_{15}(S)} \tag{2-6}$$

式中

中国知网 https://www.cnki.net

$$\sigma(T,S=35)=2.903602+8.607\times10^{-2}\cdot T+4.738817\times10^{-4}\cdot T^2 -2.991\times10^{-6}\cdot T^3+4.3047\times10^{-9}\cdot T^4 \tag{2-7}$$

$$R_{15}(S)=S\cdot\frac{37.5109+5.45216\cdot S+1.4409\times10^{-2}\cdot S^2}{1004.75+182.283\cdot S+S^2} \tag{2-8}$$

$$\frac{R_T(S)}{R_{15}(S)}=1+\frac{\alpha_0(T-15)}{(\alpha_1+T)} \tag{2-9}$$

$$\alpha_0=\frac{6.9431+3.2841\cdot S-9.9486\times10^{-2}\cdot S^2}{84.850+69.024\cdot S+S^2} \tag{2-10}$$

$$\alpha_1=49.843-0.2276\cdot S+0.198\times10^{-2}\cdot S^2 \tag{2-11}$$

对于其他五个参数，其形式为

$$\varepsilon_S(T,S)=\varepsilon_S(T,S=0)\cdot\exp\left(b_0S+b_1S^2+b_2TS\right) \tag{2-12}$$

$$f_1(T,S)=f_1(T,S=0)\cdot\left[1+S\cdot\left(b_3+b_4T+b_5T^2\right)\right] \tag{2-13}$$

$$\varepsilon_1(T,S)=\varepsilon_1(T,S=0)\cdot\exp\left(b_6S+b_7S^2+b_8TS\right) \tag{2-14}$$

$$f_2(T,S)=f_2(T,S=0)\cdot\left[1+S\cdot\left(b_9+b_{10}T\right)\right] \tag{2-15}$$

$$\varepsilon_\infty(T,S)=\varepsilon_\infty(T,S=0)\cdot\left[1+S\cdot\left(b_{11}+b_{12}T\right)\right] \tag{2-16}$$

其中，$b_i(i=0,\cdots,12)$为海水的拟合参数，如表 2.1 所示，$\varepsilon_S(T,S=0)$、$\varepsilon_1(T,S=0)$，$f_1(T,S=0)$、$\varepsilon_\infty(T,S=0)$、$f_2(T,S=0)$为对应于纯水的参数，其表达式如下：

表 2.1 纯水和海水拟合参数

纯水拟合参数				海水拟合参数			
i	a_i	i	a_i	i	b_i	i	b_i
0	5.7230 E00	6	3.6143 E00	0	-3.56417 E-03	7	1.76032 E-04
1	2.2379 E-02	7	2.8841 E-02	1	4.74868 E-06	8	-9.22144 E-05
2	-7.1237 E-04	8	1.3652 E-01	2	1.15574 E-05	9	-1.99723 E-02
3	5.0478 E00	9	1.4825 E-03	3	2.39357 E-03	10	1.81176 E-04
4	-7.0315 E-02	10	2.4166 E-04	4	-3.1353 E-05	11	-2.04265 E-03
5	6.0059 E-04			5	2.52477 E-07	12	1.57883 E-04
				6	-6.28908 E-03		

$$\varepsilon_S(T,S=0)=\frac{3.70886\times10^4-8.2168\times10^1T}{4.21854\times10^2+T} \tag{2-17}$$

$$\varepsilon_1(T,S=0)=a_0+a_1T+a_2T^2 \tag{2-18}$$

$$f_1(T,S=0)=\frac{45+T}{a_3+a_4T+a_5T^2} \tag{2-19}$$

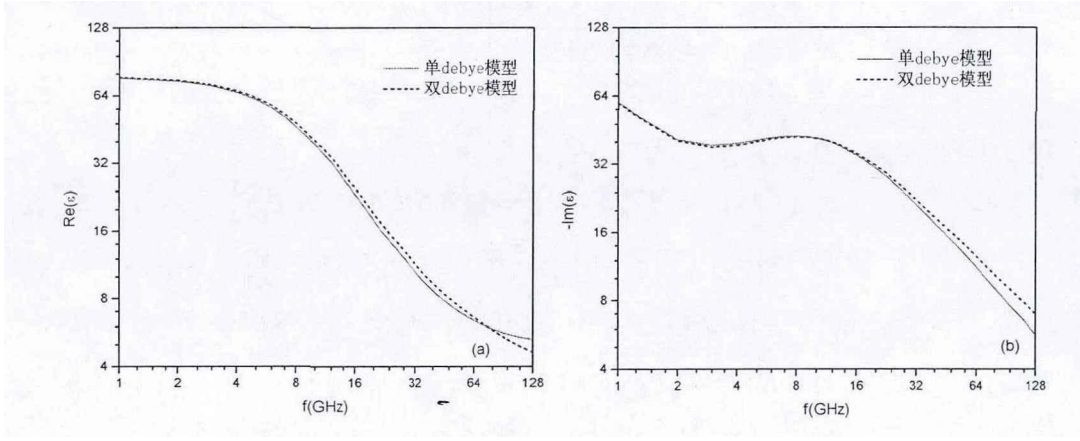
$$\varepsilon_\infty(T,S=0)=a_6+a_7T \tag{2-20}$$

$$f_2(T,S=0)=\frac{45+T}{a_8+a_9T+a_{10}T^2} \tag{2-21}$$

中国知网 https://www.cnki.net

其中，$a_i\,(i=0,\cdots,10)$为纯水的拟合参数，如表 2.1 所示。Meissner 给出的双 Debye 海水介电常数模型适用范围为盐度 0-40ppt，温度$-2^{\circ}\mathrm{C}\sim+29^{\circ}\mathrm{C}$，频率可达到 90GHz。对于纯水，温度$-20^{\circ}\mathrm{C}\sim+40^{\circ}\mathrm{C}$，频率可达到 500GHz。

图 2.2 比较了单 Debye 和双 Debye 模型海水($S=35\mathrm{ppt}, T=20^{\circ}C$)介电常数随频率的变化的情况。从图中可以看出，随着频率的升高，单 Debye 和双 Debye 模型的差异也逐渐增大。



(a)实部　　(b)虚部

图 2.2 单 Debye 和双 Debye 模型海水介电常数随频率变化的比较

2.3 海谱模型

谱在数学上定义为随机序列相关函数的 Fourier 变换。海谱是海面的功率谱密度，反映海浪能量的分布特性，因此可称为能谱，又称为频谱。海谱是描述海面最基本的方法之一，二维海谱通常可以表示为如下形式

$$W(\boldsymbol{k})=\frac{1}{k}W(k)G(\boldsymbol{k}) \tag{2-22}$$

其中，$W(k)$称为全向海谱，$G(\boldsymbol{k})$称为角度分布函数。$\boldsymbol{k}=(k_x,k_y)=(k\cos\varphi, k\sin\varphi)$为波数方向矢量。$k=\sqrt{k_x^2+k_y^2}$为波数大小，$\varphi$为波数方向角。

在极坐标系下，谱亦可表示为

$$W(k,\varphi)=\frac{1}{k}W(k)G(k,\varphi-\varphi_w) \tag{2-23}$$

或

$$W(\omega,\varphi)=\frac{1}{k}W(\omega)G(\omega,\varphi-\varphi_w) \tag{2-24}$$

其中，ω为角频率，φ_w为风向角。角频率与波数k之间满足的色散关系可以表示为[144]

$$\omega^2=gk\left[1+(k/k_m)^2\right]\tanh(kh) \tag{2-25}$$

其中，$k_m\approx 370\,\mathrm{rad/m}$，$h$ 为水深，对于深水区($kh>>1$), $\tanh(kh)\approx 1$。

中国知网 https://www.cnki.net

2.3.1 全向海谱

(1) PM 海谱

PM(Pierson-Moscowtz，PM)谱的形式为[145]

$$W_{\mathrm{PM}}(k)=\frac{\alpha}{2k^{3}}\exp\left(\frac{\beta g^{2}}{U_{19.5}^{4}k^{2}}\right) \tag{2-26}$$

其中，α 为大尺度广义平衡参数，$\alpha=8.1\times10^{-3}$，$\beta=-0.74$，k 为海浪的空间波数，$U_{19.5}$ 代表海面上垂直高度 19.5 m 处的风速，g 为重力加速度。

图 2.3 给出了风速为 5m/s、7m/s 和 10m/s 的 PM 随波数 k 的变化。从图中可以看出，海谱峰值随着风速的增大而增大并且向波数小的方向移动。

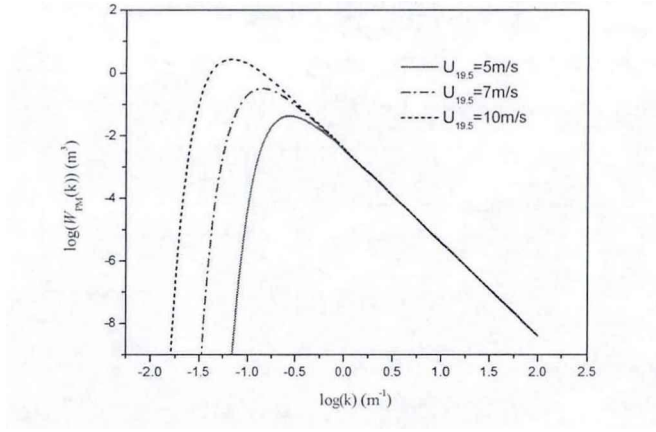


图 2.3 不同风速下 PM 谱随波数的变化

(2) Fung 完全海谱

1982 年，Fung 和 Lee 将修正的 PM 海谱与 Fung 等人提出的半经验海谱模型进行结合，提出了一种 Fung 完全海谱[144]，其形式可以表示为

$$W(k)=\begin{cases}\hat{W}_{\mathrm{PM}}(k), k<0.04\ \mathrm{rad\cdot cm^{-1}}\\ W_{\mathrm{Fung}}(k), k>0.04\ \mathrm{rad\cdot cm^{-1}}\end{cases} \tag{2-27}$$

其中，$\hat{W}_{\mathrm{PM}}(k)$, $W_{\mathrm{Fung}}(k)$ 的表达式为

$$\hat{W}_{\mathrm{PM}}(k)=\frac{1.4\times10^{-3}}{k^{3}}\exp\left(-\frac{0.74g^{2}}{U_{19.5}^{4}k^{2}}\right) \tag{2-28}$$

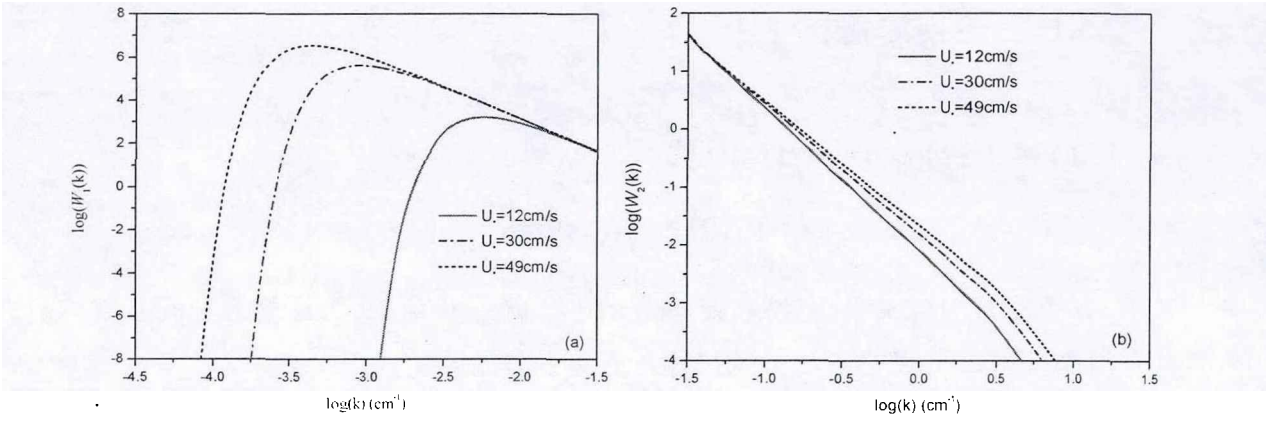
$$W_{\mathrm{Fung}}(k)=0.875(2\pi)^{p-1}\frac{(1+3k^{2}/k_{m}^{2})\cdot g^{(1-p)/2}}{[k\cdot(1+k^{2}/k_{m}^{2})]^{(1+p)/2}} \tag{2-29}$$

其中，$k_m=363.2\mathrm{rad/m}$，$p=5-\lg(U_*)$，U_* 为摩擦风速。设已知高度为 z(cm) 的风速为 U_z，则 U_z 与 U_*(单位为 cm/s)之间的关系可以表示为

$$U_{z}=(U_{*}/0.4)\ln\left(\frac{z}{0.684/U_{*}+4.28\times10^{-5}U_{*}^{2}-0.0443}\right) \tag{2-30}$$

图 2.4 给出了不同摩擦风速时 Fung 海谱随波数 k 的变化。从图中可以看到，摩擦风速越大，海谱所表示的能量越大。

中国知网 https://www.cnki.net



(a) $\hat{W}_{\mathrm{PM}}(k)$　　(b) $W_{\mathrm{Fung}}(k)$

图 2.4 不同摩擦风速下 Fung 谱随波数的变化

(3) JONSWAP 海谱

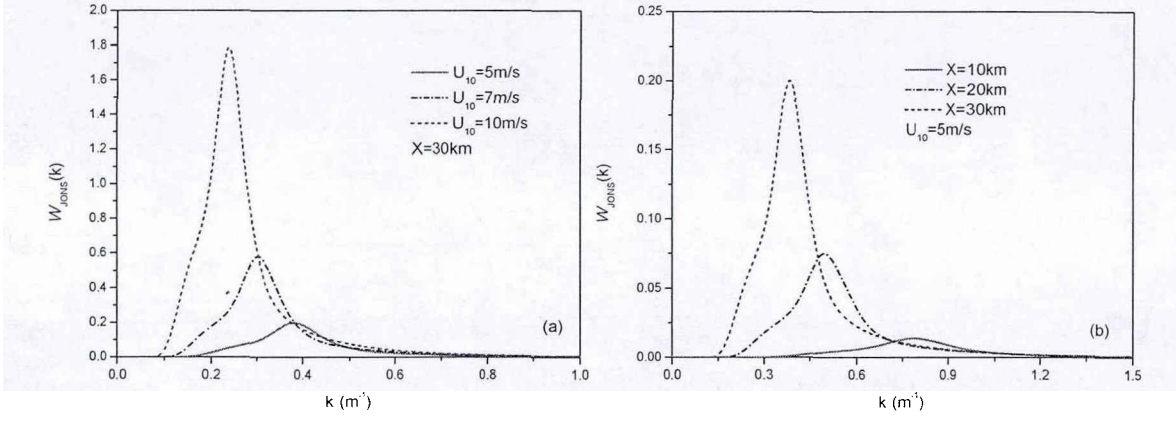
Hasselmann 提出的 JONSWAP 谱[146]的表达式为

$$W_{\mathrm{JONS}}(k)=\frac{\alpha}{2k^3}\exp\left\{-\frac{5}{4}\left(\frac{k}{k_p}\right)^{-2}+\exp\left[-\frac{\left(k^{1/2}-k_p^{1/2}\right)^2}{2\sigma_J^2 k_p}\right]\ln\gamma\right\} \tag{2-31}$$

其中，$\alpha=0.076\tilde{X}^{-0.22}$，$\tilde{X}=gX/U_{10}^2$ 为无因次风区，X 为风区大小，U_{10} 为海面上方 10 m 高的风速。$k_p=\Omega_c^2 g/U_{10}^2$ 为峰值波数，$\Omega_c=7\pi\tilde{X}^{-0.33}$ 为峰值逆波龄。γ 为峰值增强因子(其观测值介于 1.5～6 之间，平均值为 3.3)，σ_J 为峰形参数，可以表达为

$$\sigma_J=\begin{cases}0.07 & k\le k_p\\ 0.09 & k>k_p\end{cases} \tag{2-32}$$

图 2.5 给出了不同风速和不同风区时的 JONSWAP 谱随波数 k 的变化。由图 2.5(a)可以看出，随着风速的增加，谱峰值向小波数方向移动，这一点与 PM 谱类似。由图 2.5(b)可以看到，JONSWAP 谱的能量随着风区的增大而逐渐向低频方向移动。



(a) 不同风速的情况　　(b) 不同风区的情况

图 2.5 JONSWAP 海谱随波数变化

(4) Elfouhaily 海谱

Elfouhaily 谱是基于水池测量得到的海谱[147]。它是一个充分发展的且与风速有关

中国知网 https://www.cnki.net

的海谱，Elfouhaily 谱的表达式为

$$W_{\mathrm{Elf}}(k)=k^{-3}(B_l+B_h) \tag{2-33}$$

其中，B_l 表示波长较长的重力波，B_h 表示波长较短的张力波谱。B_l 的形式如下

$$B_l=\frac{1}{2}\alpha_p\frac{c_p}{c}F_p \tag{2-34}$$

其中，$\alpha_p=6\times10^{-3}\sqrt{\Omega}$，$\Omega=U_{10}/c_p$ 为无因次的逆波龄，$c(k)=\sqrt{g\left(1+k^2/k_m^2\right)/k}$ 为波的相速，$k_m=363.2\mathrm{rad/m}$，$c_p=c\left(k_p\right)$，$k_p=\Omega_c^2 g/U_{10}^2$ 为峰值波数，Ω_c 为逆波龄，与 JONSWAP 海谱中不同，这里 $\Omega_c=0.84\tanh\left[\left(\tilde{X}/2.2\times10^4\right)^{0.4}\right]^{-0.75}$，$F_p$ 则可以表示为

$$F_p=\exp\left[-\frac{5}{4}\left(k_p/k\right)^2\right]\cdot\gamma^{\Gamma}\cdot\exp\left[-\frac{\Omega}{\sqrt{10}}\left(\sqrt{\frac{k}{k_p}}-1\right)\right] \tag{2-35}$$

其中，γ 和 Γ 分别可表示为

$$\gamma=\begin{cases}1.7 & 0.84<\Omega_c\le1\\ 1.7+6\log\left(\Omega_c\right) & 1<\Omega_c<5\end{cases} \tag{2-36}$$

$$\Gamma=\exp\left\{-\frac{\left(\sqrt{k/k_p}-1\right)^2}{2\left[0.08\left(1+4\Omega_c^{-3}\right)\right]^2}\right\} \tag{2-37}$$

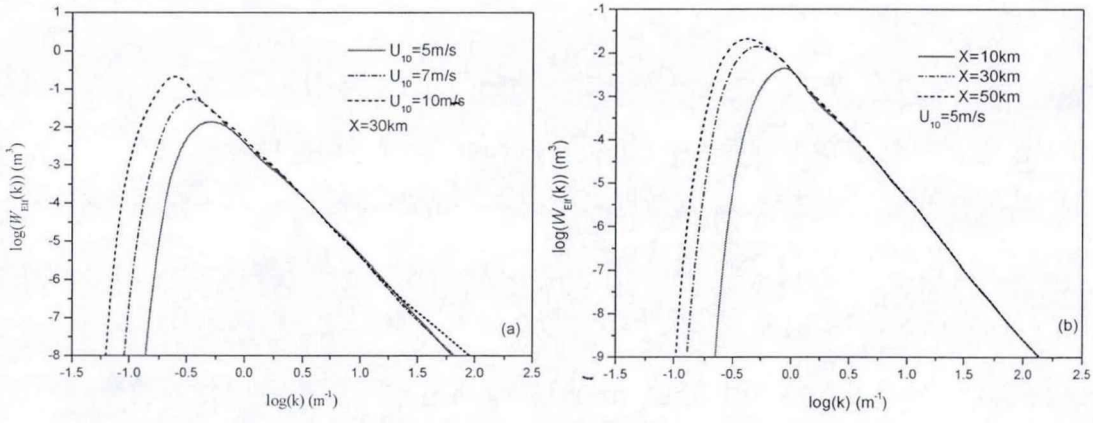
相应的，短波张力波谱 B_h 形式为

$$B_h=\frac{1}{2}\alpha_m\frac{c_m}{c}F_m \tag{2-38}$$

$$\alpha_m=0.01\begin{cases}1+\ln\left[U_*/c_m\right] & U_*\le c_m\\ 1+3\ln\left[U_*/c_m\right] & U_*>c_m\end{cases} \tag{2-39}$$

$$F_m=\exp\left[-\frac{1}{4}\left(\frac{k}{k_m}-1\right)^2\right] \tag{2-40}$$

式中，U_* 为摩擦风速，$c_m=0.23\mathrm{m/s}$。



(a) 不同风速的情况　　(b) 不同风区的情况

图 2.6 Elfouhaily 海谱随波数变化

中国知网 https://www.cnki.net

图 2.6 给出了不同风速和不同风区时的 Elfouhaily 谱随波数 k 的变化。从图中可以看出，随着风速和风区的增加，谱峰值均逐渐向小波数方向移动。

2.3.2 方向函数

(1) Elfouhaily 方向函数

Elfouhaily 方向函数的表达式如下[147]

$$G_{\mathrm{E}}(k,\varphi)=\frac{1}{2\pi}\left[1+\Delta(k)\cos(2\varphi-\varphi_{\mathrm{w}})\right] \tag{2-41}$$

其中

$$\Delta(k)=\tanh\left\{\frac{\ln 2}{4}+4\left(c/c_p\right)^{2.5}+0.13\left(U_*/c_m\right)\left(c_m/c\right)^{2.5}\right\} \tag{2-42}$$

图 2.7 给出了 $k=0.3$， $X=30$ km， $U_{10}=5$ m/s 时 Elfouhaily 角度分布函数。从图中可以看出，Elfouhaily 方向不能体现出顺风和逆风时的差异，但这种形式更加适合用来模拟具有确定浪向的海面。

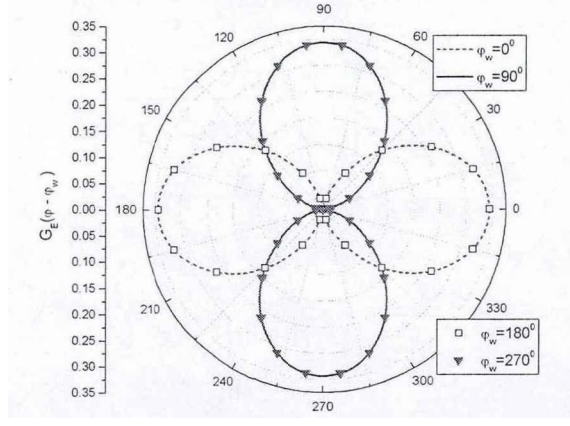


图 2.7 不同风向下的 Elfouhaily 方向函数

(2) Donelan-Banner 分布函数

Donelan 等人[148]根据 14 单元波数计阵列的测量结果，于 1985 年提出以下方向分布函数：

$$G_{\mathrm{D}}(k,\varphi)=\frac{1}{2}\beta\operatorname{sech}^2\left[\beta(\varphi-\varphi_{\mathrm{w}})\right] \tag{2-43}$$

其中，β 与方向波束宽度有关，经 Banner 于 1990 年对高频区的参数修正后表示为[149]

$$\beta=\begin{cases}2.61(k/k_p)^{-0.65} & 0.75<k/k_p\le\sqrt{0.95}\\ 2.28(k/k_p)^{-0.65} & \sqrt{0.95}<k/k_p\le 2.56\\ 10^{\{-0.4+0.8393\exp[-0.567\ln(k/k_p)^2]\}} & k/k_p>2.56\end{cases} \tag{2-44}$$

图 2.8 给出了风向 $\varphi_{\mathrm{w}}=0^{\circ}$ 时 Donelan-Banner 方向函数随方向角的的分布情况。从图中可以看出，当 k/k_p 越 1，能量分布越集中，随着 k/k_p 取值的逐渐增大，方向谱的宽度也逐渐增大。

中国知网 https://www.cnki.net

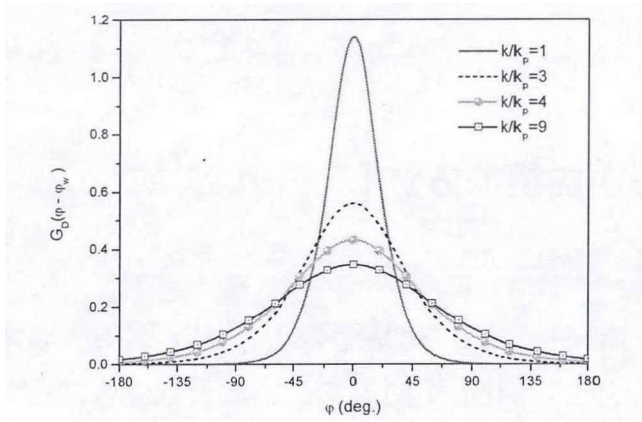


图 2.8 k/k_p 不同取值的 Donelan-Banner 方向分布函数

(3) Longuet-Higgins 方向函数

Longuet-Higgins 等[150]给出的半余弦方向函数的表达式为

$$G_{LH}(k,\varphi)=G_0(s)\left|\cos\left(\frac{\varphi-\varphi_w}{2}\right)\right|^{2s} \tag{2-45}$$

式中，

$$s=1-\frac{1}{\ln 2}\ln\left[\frac{1-\Delta(k)}{1+\Delta(k)}\right] \tag{2-46}$$

$$G_0(s)=1\Big/\int_{-\pi}^{\pi}\cos^{2s}\left(\frac{\varphi}{2}\right)\mathrm{d}\varphi \tag{2-47}$$

图 2.9 给出了 Longuet-Higgins 方向函数，计算参数为：$k=50k_p$，$X=30$ km，$U_{10}=5$ m/s。从图中可以看出，Longuet-Higgins 方向能够体现出顺风和逆风时的差异，所以可以用来模拟不同风向时的海面。

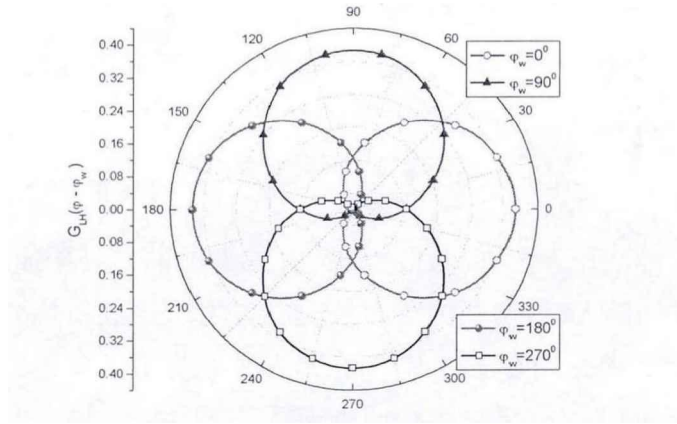


图 2.9 不同风向下的 Longuet-Higgins 方向函数

对于 Longuet-Higgins 方向函数，很多学者对其进行了简化，比如 Soriano 等[151]将其中的 s 值取为 2.5，从而将其表示为只与 φ 有关的函数：

$$G_{LH}(\varphi)=\frac{15}{16}\left|\cos\left(\frac{\varphi-\varphi_w}{2}\right)^5\right| \tag{2-48}$$

Toporkov 等[152]和 Apel 等[153]则将其中的 s 值取为 2.0，并将方向函数简化为

中国知网 https://www.cnki.net

$$G_{\mathrm{LH}}(\varphi)=\cos\left(\frac{\varphi-\varphi_{\mathrm{w}}}{2}\right)^{4} \tag{2-49}$$

2.4 线性时变海面的模拟方法

2.4.1 线性叠加法

线性叠加法以 Honguet-Higgins 模型为基础[154]，将海浪看成是由无限多个频率、振幅和初相位均不相同，并且沿不同方向传播的余弦波叠加而成。对于一维海面，某个时刻t，海面上的波高可表示为

$$z(x,t)=\sum_{i=1}^{N}a_i\cos(k_i x-\omega_i t+\xi_i) \tag{2-50}$$

其中，x 表示离散点位置，a_i 为振幅 $a_i=2\sqrt{W(\omega_i)\mathrm{d}\omega}$，$\omega_i$，$k_i$ 和 ξ_i 分别为角频率、空间波数和初始相位，且 ξ_i 为 0~2π 之间的均匀随机变量。

对于二维海面，某个时刻t，海面上的波高可表示为

$$z(x,y,t)=\sum_{i=1}^{M}\sum_{j=1}^{N}a_{ij}\cos\left[\omega_i t-k_i\left(x\cos\varphi_j+y\sin\varphi_j\right)+\xi_{ij}\right] \tag{2-51}$$

其中，M,N 分别为频率和方向角的采样点数；(x,y) 为波点位置；t 为时间；ω_i、a_{ij}、k_i、φ_j 和 ξ_{ij} 分别表示组成谐波的角频率、振幅、波数、方向角和初始相位；初始相位 ξ_{ij} 是 $0\sim2\pi$ 之间的均匀分布的随机变量；根据海浪二维方向谱，振幅可以表示为 $a_{ij}=\sqrt{2W\left(k_i,\varphi_j\right)\Delta k\Delta\varphi}$。

2.4.2 线性过滤法

线性海面的高度起伏可以通过对海谱 $W\left(k_j\right)$ 进行逆傅里叶变换(IFFT)来得到，任意t时刻，与海谱相关的空间傅里叶分量的表达式为[155]：

$$F\left(k_n,t\right)=\frac{2\pi}{\sqrt{2\Delta k}}\left[\gamma_n\sqrt{W\left(k_n\right)}e^{i\omega(k_n)t}+\gamma_{-n}^{*}\sqrt{W\left(-k_n\right)}e^{-i\omega(-k_n)t}\right] \tag{2-52}$$

其中，γ_n 为符合标准正态分布(均值为 0，方差为 1)的复高斯随机序列；γ_{-n}^{*} 为其逆序共轭。频域采样间隔 Δk 与仿真的海面长度 L 有关，且 $\Delta k=2\pi/L$。另外，$F\left(k_n,t\right)$ 满足 Hermitian 共轭关系 $F\left(k_n,t\right)=F^{*}\left(-k_n,t\right)$，这就保证了生成的海面高度值为实数。对式(2-52)进行逆傅里叶变换可生成线性海面，即

$$z(x)=\frac{1}{L}\sum_{n}F\left(k_n,t\right)e^{ik_n x} \tag{2-53}$$

与一维线性海面的生成方法类似，记 $\boldsymbol{r}=(x,y)$，$\boldsymbol{k}=(k_x,k_y)$，则在任意时刻t，二维线性海面 $\boldsymbol{r}$ 处的高度值可以表示为

$$z(x)=\frac{1}{L_x L_y}\sum\sum F\left(\boldsymbol{k},t\right)\exp(i\boldsymbol{k}\cdot\boldsymbol{r}) \tag{2-54}$$

中国知网 https://www.cnki.net

其中

$$F(\boldsymbol{k},t)=\gamma(\boldsymbol{k})\pi\sqrt{2L_xL_yW(\boldsymbol{k},\varphi)}e^{i\omega(\boldsymbol{k})t}+\gamma^*(-\boldsymbol{k})\pi\sqrt{2L_xL_yW(-\boldsymbol{k},\pi-\varphi)}e^{-i\omega(-\boldsymbol{k})t} \quad (2\text{-}55)$$

其中，$\gamma(\boldsymbol{k})$ 为符合标准正态分布(均值为 0，方差为 1)的二维复高斯随机序列；$\gamma^*(-\boldsymbol{k})$ 为其逆序共轭；L_x 和 L_y 分别为二维海面在 x 轴方向和 y 轴方向的长度；另外，$F(k_x,k_y)$ 满足 Hermitian 共轭关系 $F(k_x,k_y)=F^*(-k_x,-k_y)$，$F(k_x,-k_y)=F^*(-k_x,k_y)$，这就保证了生成的海面高度值为实数。

相对于线性叠加法，线性过滤法由于采用 FFT 算法完成逆傅里叶变换生成海面，其优点有计算效率高、速度快。

2.4.3 线性时变海面仿真

本节利用线性过滤法模拟了不同海况条件下的二维海面轮廓。相关计算参数为：沿 $\hat{x}$，$\hat{y}$ 方向的离散点数为 $M=N=512$，$\Delta x=\Delta y=0.5$ m。考虑不同浪向海面的模拟应用，这里采用的二维海谱为 Elfouhaily 全向海谱和 Longuet-Higgins 方向分布函数的结合，即 $W(k,\varphi)=W_{\mathrm{Elf}}(k)G_{\mathrm{LH}}(k,\varphi-\varphi_w)/k$。

图 2.10 给出了不同风速时的二维海面轮廓，时间为 0s，图 2.10(a)、(b)、(c)和(d)对应的风速依次为 5m/s、7.5 m/s、10 m/s 和 15m/s，逆风情况。从图中可以看出：随着风速的增大，海面高度起伏随之增大，组成波波长随之增大。

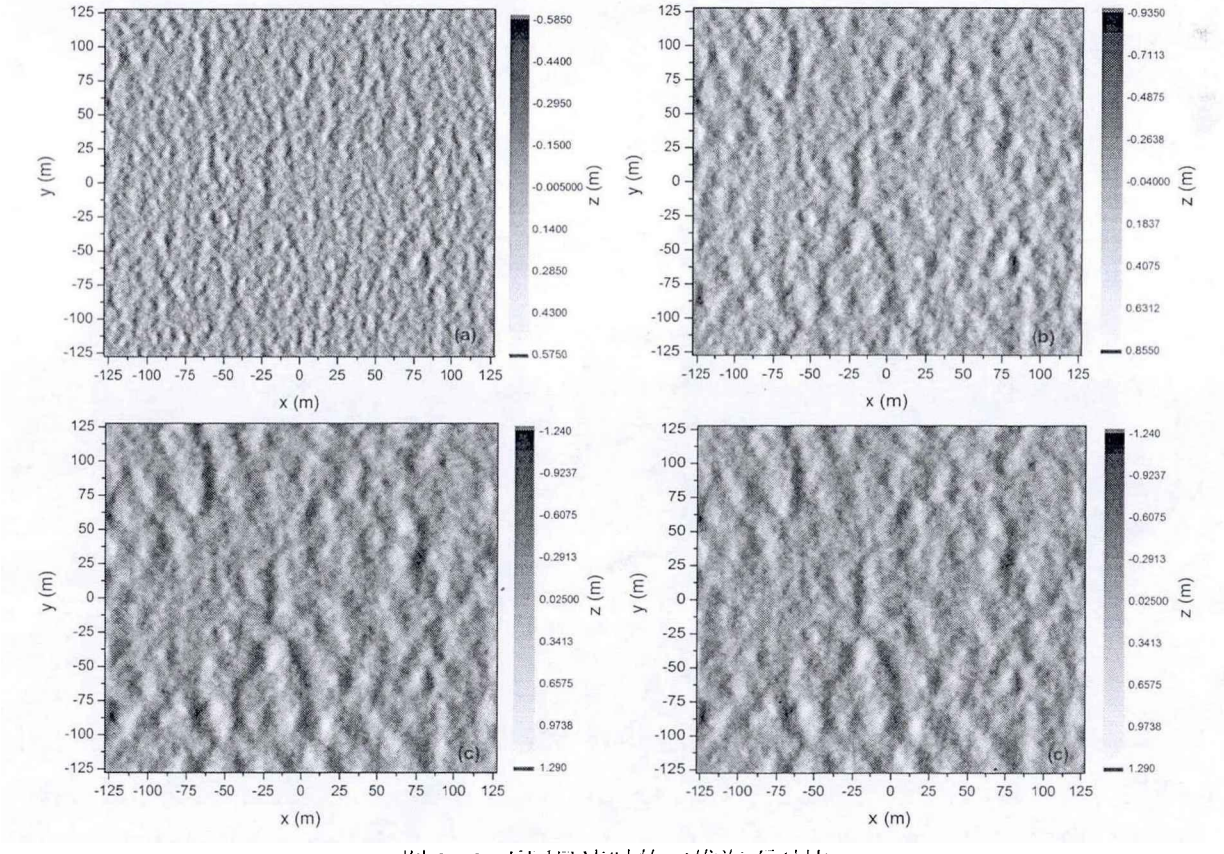


图 2.10 不同风速时的二维海面对比

中国知网 https://www.cnki.net

图 2.11 给出了不同风速下的海面一维切片的对比，从图中可以更直观地观察到海面随风速的变化情况。

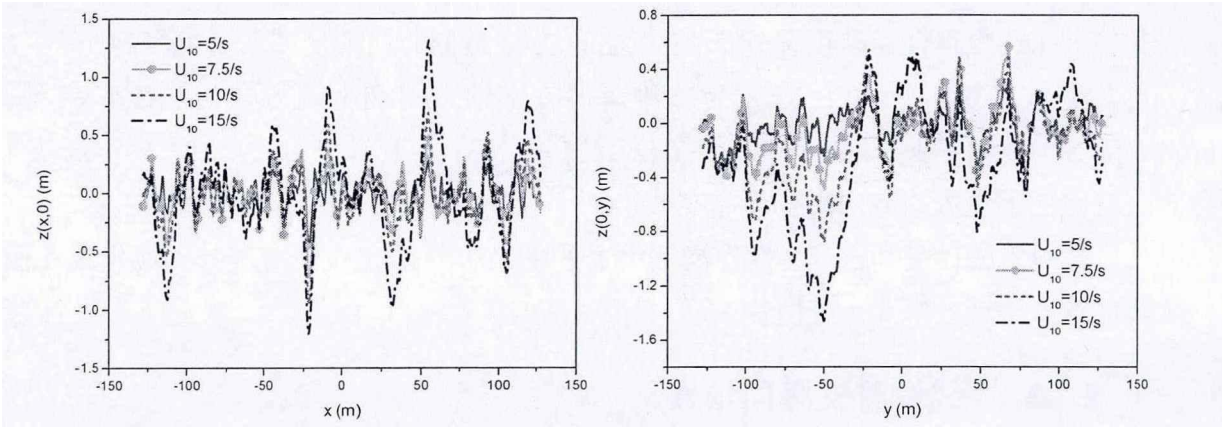


图 2.11 不同风速下的海面一维切片对比

图 2.12 给出了不同风向时的二维海面轮廓，时间为 0s，风速为 10m/s，图 2.12(a)、(b)、(c)和(d)对应的风向角分别为 0°、45°、90°和 180°。从图中可以看出：海浪的运动方向和起伏随着的风向的改变而发生了相应的改变。

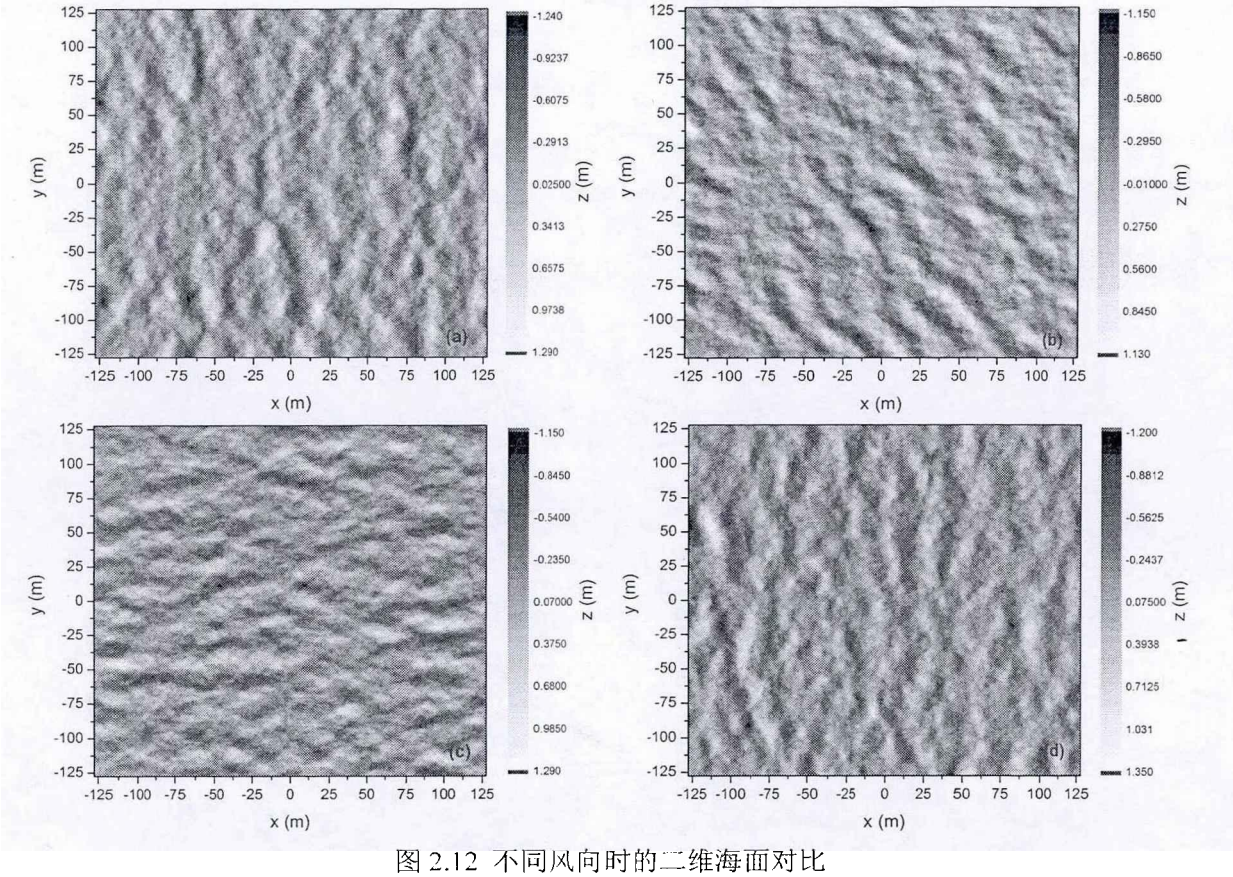


图 2.12 不同风向时的二维海面对比

图 2.13 给出了不同时刻时的二维海面轮廓，图 2.13(a)、(b)、(c)和(d)对应的时间依次为 0s、1s、2s 和 3s，风速为 15m/s，逆风情况。从图中可以看出：随时间的推移，海面出现了不同程度的变化。图 2.14 给出了不同时刻下的海面一维切片的对比，从图中可以更直观地观察到海面随时间推移的变化情况。

中国知网 https://www.cnki.net

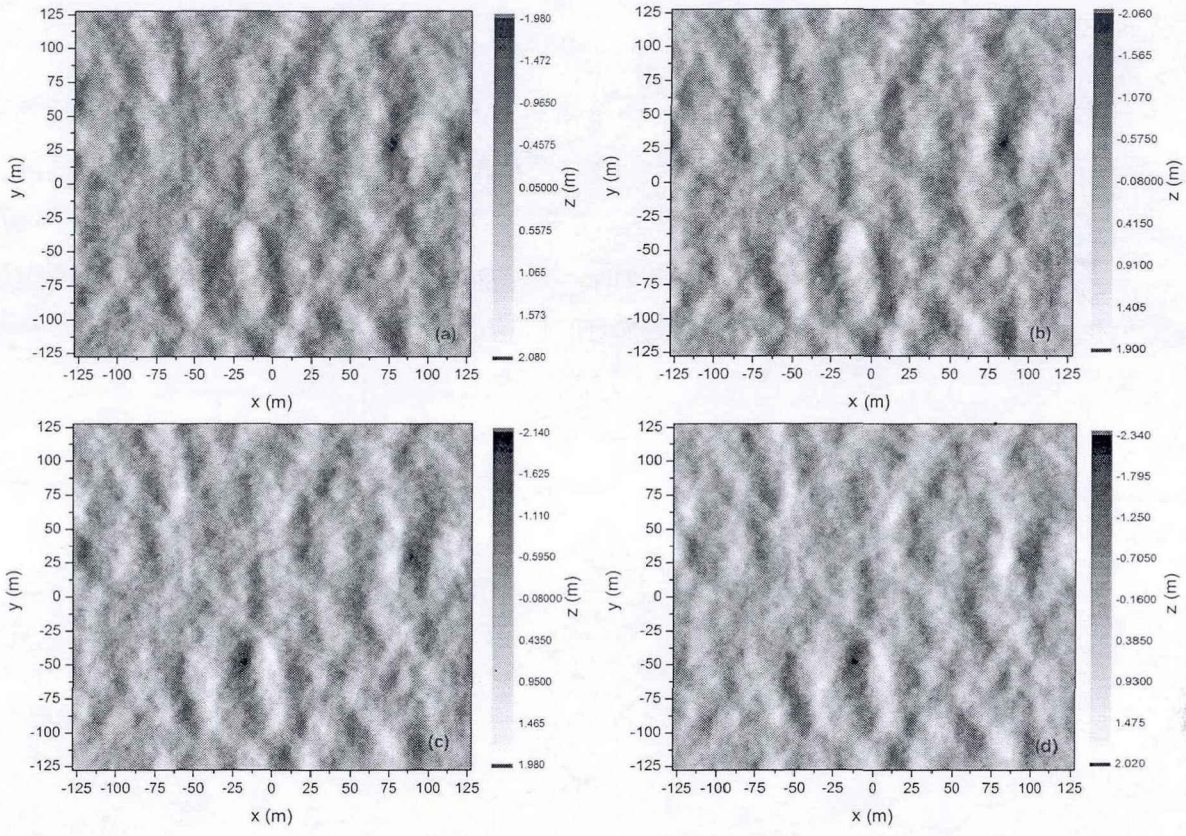


图 2.13 不同时刻下的二维海面对比

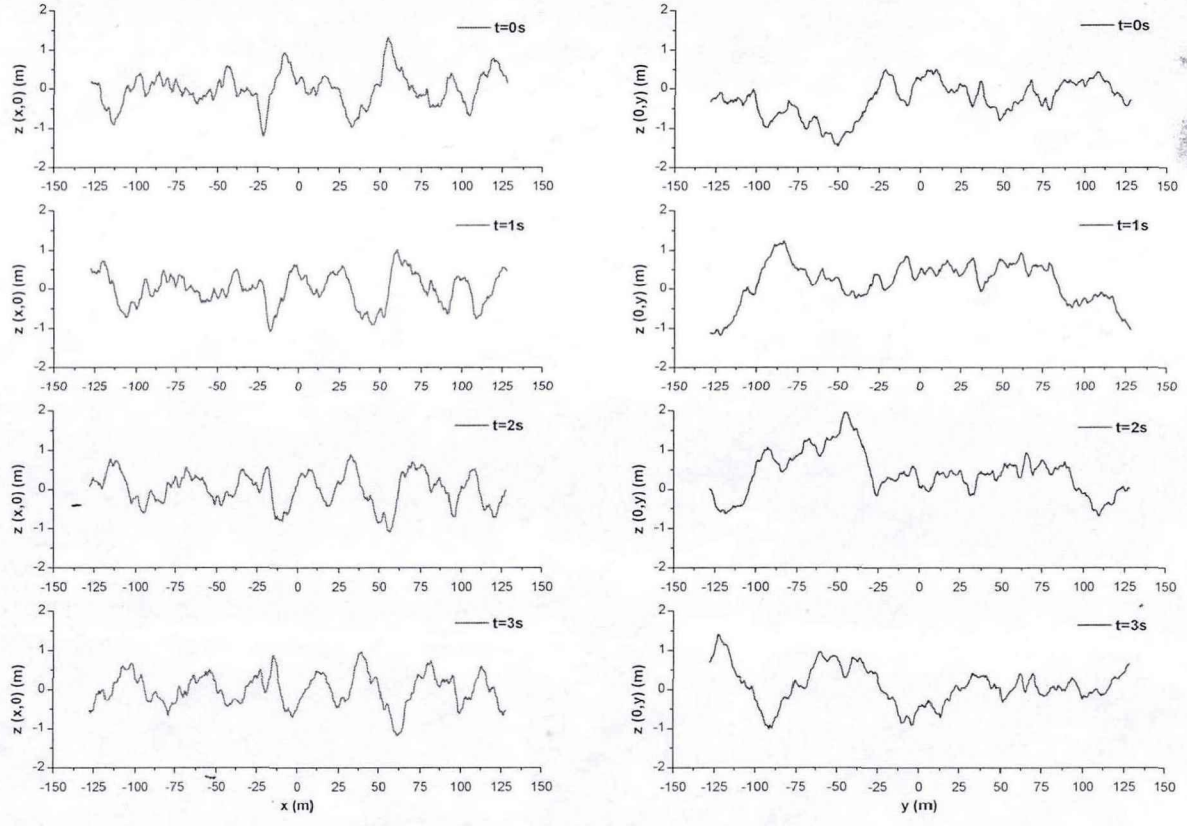


图 2.14 不同时刻下的海面一维切片对比

中国知网 https://www.cnki.net

2.5 本章小结

本章首先介绍了两种常用的海水介电常数模型，然后介绍了几种常用的海浪功率谱和方向函数，并分析了海谱中各个参数对海谱的影响。最后介绍了两种典型的海面几何建模方法：双叠加法和线性过滤法，并采用效率较高的线性过滤法仿真了不同风速、不同风向和不同时刻下二维线性海面。本章所总结的内容为后续章节的海面电磁散射的分析以及海面目标复合电磁散射研究奠定了基础。

中国知网 https://www.cnki.net

第三章 优化的海面面元散射场模型研究

3.1 引言

近年来，海面电磁散射相关问题的研究越来越受到人们的关注。由于海浪的随机性和时变性，电磁波与海浪的相互作用以及其分析方法和计算都是非常复杂的。早期的实验研究大多只能够给出基于海面斜率的概率密度分布函数得到海面散射系数的幅值水平，或者基于面元化思想给出面元散射强度的分布特征，从应用需求上看，仅有统计模型所给出的总回波均值水平和面元散射强度的分布特征是不够的是远远不够的。然而很多相关研究问题要求散射模型能够给出具体对应各散射单元的散射贡献，并同时包含回波幅度和相位信息。

为了得到确定的海面上各散射单元的散射场，首先基于面元化思想[156]，借助海浪模型将海面轮廓简化成许多大尺度面元，然后基于简化毛细波表示的思想[157]，将实际海面散射问题可简化成一个微粗糙面元的散射问题，对于单个微粗糙面元的散射场的建立，其基本思路一般是从散射幅度的表达式出发，通过相关的推导和分析，从而得到散射场的解析表达式。

本章将基于面元化思想和简化毛细波表示的思想，借助 Fuks 微扰理论[39][40]和基尔霍夫近似[33][36]建立了适合微波高频段二维海面散射场计算的优化的海面面元散射场模型(RFSFM)。在该模型中，我们根据局部入射角将散射区域划分为镜向散射区和漫散射区，然后用毛细波修正面元散射模型[158]计算处在漫散射区面元的散射场，用基尔霍夫近似方法计算处在镜像散射区面元的散射场。

3.2 毛细波修正的海面面元散射模型

3.2.1 任意倾斜微粗糙面的散射

设微粗糙表面$\zeta(\boldsymbol{r}')$的散射如图 3.1 所示。根据一阶微扰解公式[39]，单位平面波$\boldsymbol{E}_i$沿$x'o'z'$平面入射时的散射幅度可以表示为

$$S_{pq}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s)=\frac{k^2(1-\varepsilon)}{8\pi^2}f_{pq}\iint\zeta(\boldsymbol{r}')\exp(-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}')\mathrm{d}\boldsymbol{r}' \tag{3-1}$$

其中，$\hat{\boldsymbol{k}}_i$为入射方向的单位矢量，$\hat{\boldsymbol{k}}_s$为散射方向的单位矢量；k为电磁波波数；$\boldsymbol{q}=k(\hat{\boldsymbol{k}}_s-\hat{\boldsymbol{k}}_i)$为散射矢量；$f_{pq}$为极化因子，不同极化下的极化因子可表示为，

$$f_{hh}=[1+R_h(\theta_s')][1+R_h(\theta_i')]\cos\phi_s' \tag{3-2a}$$

$$f_{vh}=[1-R_v(\theta_s')][1+R_h(\theta_i')]\cos\theta_s'\sin\phi_s' \tag{3-2b}$$

中国知网 https://www.cnki.net

$$f_{vv}=\frac{1}{\varepsilon}[1+R_v(\theta_s')][1+R_v(\theta_i')]\sin\theta_i'\sin\theta_s' \\ -[1-R_v(\theta_s')][1-R_v(\theta_i')]\cos\theta_i'\cos\theta_s'\cos\phi_s' \tag{3-2c}$$

$$f_{hv}=[1+R_h(\theta_s')][1-R_v(\theta_i')]\cos\theta_i'\sin\phi_s' \tag{3-2d}$$

式中，θ_i'，θ_s'，ϕ_s'分别为入射角，散射角和散射方位角；R_v和R_h为菲涅尔反射系数。

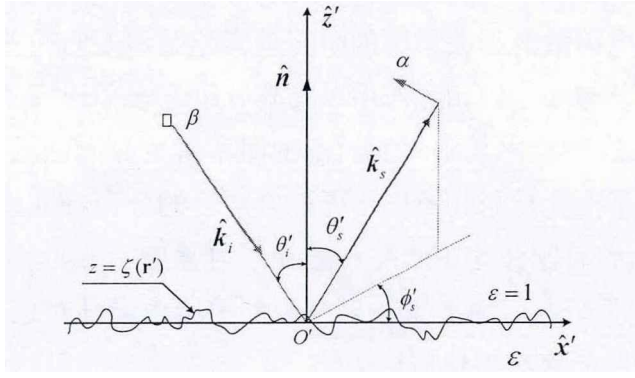


图 3.1 微粗糙表面散射的示意图

为进一步推导任意倾斜微粗糙面元的散射贡献，需要在处于全局直角坐标系$\{\hat{x},\hat{y},\hat{z}\}$中的任意微粗糙面上建立如下本地坐标系$\{\hat{x}',\hat{y}',\hat{z}'\}$，如图 3.2 所示，全局坐标系中，入射波矢量和散射波矢量可以表示为，

$$\hat{k}_i=\hat{x}\sin\theta_i\cos\phi_i+\hat{y}\sin\theta_i\sin\phi_i-\hat{z}\cos\theta_i \tag{3-3}$$

$$\hat{k}_s=\hat{x}\sin\theta_s\cos\phi_s+\hat{y}\sin\theta_s\sin\phi_s+\hat{z}\cos\theta_s \tag{3-4}$$

它们对应的极化矢量定义为

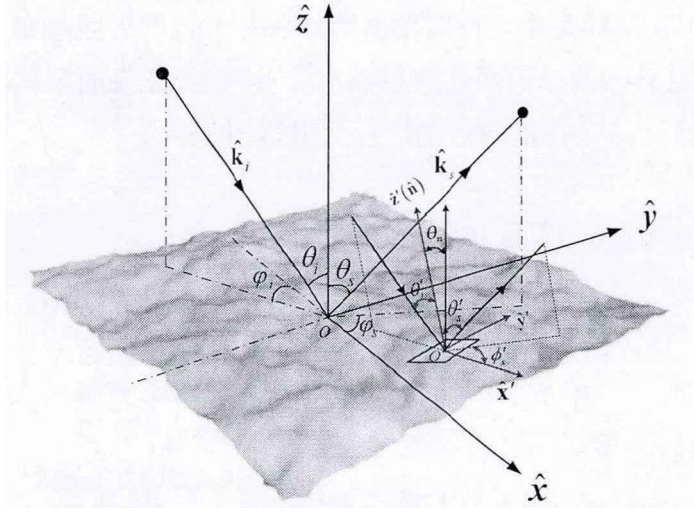


图 3.2 全局直角坐标系与本地坐标系示意图

$$\hat{h}_i=-\hat{x}\sin\phi_i+\hat{y}\cos\phi_i \qquad \hat{v}_i=-\left(\hat{x}\cos\theta_i\cos\phi_i+\hat{y}\cos\theta_i\sin\phi_i+\hat{z}\sin\theta_i\right) \tag{3-5}$$

$$\hat{h}_s=-\hat{x}\sin\phi_s+\hat{y}\cos\phi_s \qquad \hat{v}_s=\hat{x}\cos\theta_s\cos\phi_s+\hat{y}\cos\theta_s\sin\phi_s-\hat{z}\sin\theta_s \tag{3-6}$$

对于本地坐标系$\{\hat{\mathbf{x}}',\hat{\mathbf{y}}',\hat{\mathbf{z}}'\}$，可以表示为

$$\hat{z}'=\hat{n} \tag{3-7}$$

中国知网 https://www.cnki.net

$$\hat{y}' = \frac{\left(\hat{n} \times \hat{k}_i\right)}{\left|\hat{n} \times \hat{k}_i\right|} \tag{3-8}$$

$$\hat{x}' = \hat{y}' \times \hat{z}' \tag{3-9}$$

其中，$\hat{n} = (-z_x\hat{x} - z_y\hat{y} + \hat{z}) \Big/ \sqrt{1 + z_x^2 + z_y^2}$ 为小面元的法向矢量。$\theta_i', \theta_s', \phi_s'$ 为局部入射角和散射角，则容易写出此坐标系下所对应的单位极化矢量 $\{\hat{h}_i', \hat{v}_i', \hat{h}_s', \hat{v}_s'\}$ 的表达式，

$$\hat{h}_i' = \hat{y}' \tag{3-10}$$

$$\hat{v}_i' = -\hat{x}' \cos\theta_i' - \hat{z}' \sin\theta_i' \tag{3-11}$$

$$\hat{h}_s' = -\hat{x}' \sin\phi_s' + \hat{y}' \cos\phi_s' \tag{3-12}$$

$$\hat{v}_s' = \hat{x}' \cos\theta_s' \cos\phi_s' + \hat{y}' \cos\theta_s' \sin\phi_s' - \hat{z}' \sin\theta_s' \tag{3-13}$$

另外，本地入射角可以表示为

$$\cos\theta_i' = -\left(\hat{n} \cdot \hat{k}_i\right) = \left(\cos\theta_i + z_x \sin\theta_i \cos\phi_i + z_y \sin\theta_i \sin\phi_i\right) / \sqrt{1 + z_x^2 + z_y^2} \tag{3-14}$$

相应地，本地散射角和本地散射方位角也可以表示为

$$\cos\theta_s' = \hat{n} \cdot \hat{k}_s = \left(\cos\theta_s - z_x \sin\theta_s \cos\phi_s - z_y \sin\theta_s \sin\phi_s\right) / \sqrt{1 + z_x^2 + z_y^2} \tag{3-15}$$

$$\cos\phi_s' = \frac{\hat{k}_s \cdot \hat{x}'}{\sin\theta_s'} \tag{3-16}$$

一般情况下，在本地坐标系中，水平极化的入射波 $\boldsymbol{E}_0$ 可以分解为

$$E_{h_i'} = (\hat{h}_i' \cdot \hat{h}_i) E_0, E_{v_i'} = (\hat{v}_i' \cdot \hat{h}_i) E_0 \tag{3-17}$$

本地坐标系中的入射波产生的散射场用散射矩阵可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_{v_s'}^s \\ E_{h_s'}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} S_{v_s'v_i'} & S_{v_s'h_i'} \\ S_{h_s'v_i'} & S_{h_s'h_i'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{v_i'} \\ E_{h_i'} \end{bmatrix} \tag{3-18}$$

欲求全局坐标系中的散射场，只需将 $E_{v_s'}^s$ 和 $E_{h_s'}^s$ 变换到全局坐标系中就可以得到

$$\begin{bmatrix} E_{v_s h_i}^s \\ E_{h_s h_i}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{v}_s \cdot \hat{v}_s' & \hat{v}_s \cdot \hat{h}_s' \\ \hat{h}_s \cdot \hat{v}_s' & \hat{h}_s \cdot \hat{h}_s' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} E_{v_s'}^s \\ E_{h_s'}^s \end{bmatrix} \tag{3-19}$$

即

$$\begin{bmatrix} E_{v_s h_i}^s \\ E_{h_s h_i}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{v}_s \cdot \hat{v}_s' & \hat{v}_s \cdot \hat{h}_s' \\ \hat{h}_s \cdot \hat{v}_s' & \hat{h}_s \cdot \hat{h}_s' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{v_s'v_i'} & S_{v_s'h_i'} \\ S_{h_s'v_i'} & S_{h_s'h_i'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{v}_i' \cdot \hat{h}_i \\ \hat{h}_i' \cdot \hat{h}_i \end{bmatrix} E_0 \tag{3-20}$$

同理，当入射波为垂直极化时，散射场可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_{v_s v_i}^s \\ E_{h_s v_i}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{v}_s \cdot \hat{v}_s' & \hat{v}_s \cdot \hat{h}_s' \\ \hat{h}_s \cdot \hat{v}_s' & \hat{h}_s \cdot \hat{h}_s' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{v_s'v_i'} & S_{v_s'h_i'} \\ S_{h_s'v_i'} & S_{h_s'h_i'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{v}_i' \cdot \hat{v}_i \\ \hat{h}_i' \cdot \hat{v}_i \end{bmatrix} E_0 \tag{3-21}$$

全局坐标系中任意极化的散射场可以表示为

$$\begin{bmatrix} E_{v_s v_i}^s & E_{v_s h_i}^s \\ E_{h_s v_i}^s & E_{h_s h_i}^s \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{v}_s \cdot \hat{v}_s' & \hat{v}_s \cdot \hat{h}_s' \\ \hat{h}_s \cdot \hat{v}_s' & \hat{h}_s \cdot \hat{h}_s' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{v_s'v_i'} & S_{v_s'h_i'} \\ S_{h_s'v_i'} & S_{h_s'h_i'} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{v}_i' \cdot \hat{v}_i & \hat{v}_i' \cdot \hat{h}_i \\ \hat{h}_i' \cdot \hat{v}_i & \hat{h}_i' \cdot \hat{h}_i \end{bmatrix} E_0 \tag{3-22}$$

根据以上关系式，全局坐标系下的极化因子 F_{pq} 用本地坐标下的极化因子 $f_{\alpha\beta}$ 可

中国知网 https://www.cnki.net

以表示为

$$\begin{bmatrix} F_{vv} & F_{vh} \\ F_{hv} & F_{hh} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \hat{\boldsymbol{v}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s' & \hat{\boldsymbol{v}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s' \\ \hat{\boldsymbol{h}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_s' & \hat{\boldsymbol{h}}_s \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_s' \end{bmatrix} \begin{bmatrix} f_{vv} & f_{vh} \\ f_{hv} & f_{hh} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{\boldsymbol{v}}_i' \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i & \hat{\boldsymbol{v}}_i' \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i \\ \hat{\boldsymbol{h}}_i' \cdot \hat{\boldsymbol{v}}_i & \hat{\boldsymbol{h}}_i' \cdot \hat{\boldsymbol{h}}_i \end{bmatrix} \tag{3-23}$$

此外还需要考虑微粗糙面元在全局坐标系中的位置的影响，微起伏表面上任意一点 p 相对于本地坐标系原点 O' 和全局坐标系原点 O 的位置矢量分别为 $\boldsymbol{r}'$ 和 $\boldsymbol{r}$，微粗糙面元中心点 O' 相对于全局坐标系原点 O 的位置矢量为 $\boldsymbol{r}_0$。这样就容易写出 $\boldsymbol{r}' = \boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_0$，且 $\mathrm{d}\boldsymbol{r}' = \mathrm{d}\boldsymbol{r}$。于是在全局坐标系下，任意倾斜微粗糙面元的散射幅度可表示为

$$\begin{aligned} \tilde{S}_{pq}(\hat{\boldsymbol{k}}_i, \hat{\boldsymbol{k}}_s) &= \frac{k^2(1-\varepsilon)}{8\pi^2} F_{pq} \iint \zeta(\boldsymbol{r}') \exp\left[-i\boldsymbol{q}\cdot\left(\boldsymbol{r}'+\boldsymbol{r}_0\right)\right] \mathrm{d}\boldsymbol{r} \\ &= \frac{k^2(1-\varepsilon)}{8\pi^2} e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0} F_{pq} \iint \zeta(\boldsymbol{r}') \exp\left(-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}'\right) \mathrm{d}\boldsymbol{r}' \end{aligned} \tag{3-24}$$

3.2.2 简化海面小面元的描述

根据复合表面和 Bragg 谐振假设，海表面可以看成由无数多个小面元组成，在考虑小面元上的小尺度的毛细波时，可以将毛细波简化为一组余弦波[159]，如图 3.3 所示：

$$\zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) = B(\boldsymbol{k}_c)\cos(\boldsymbol{k}_c \cdot \boldsymbol{\rho}_c - \omega_c t) \tag{3-25}$$

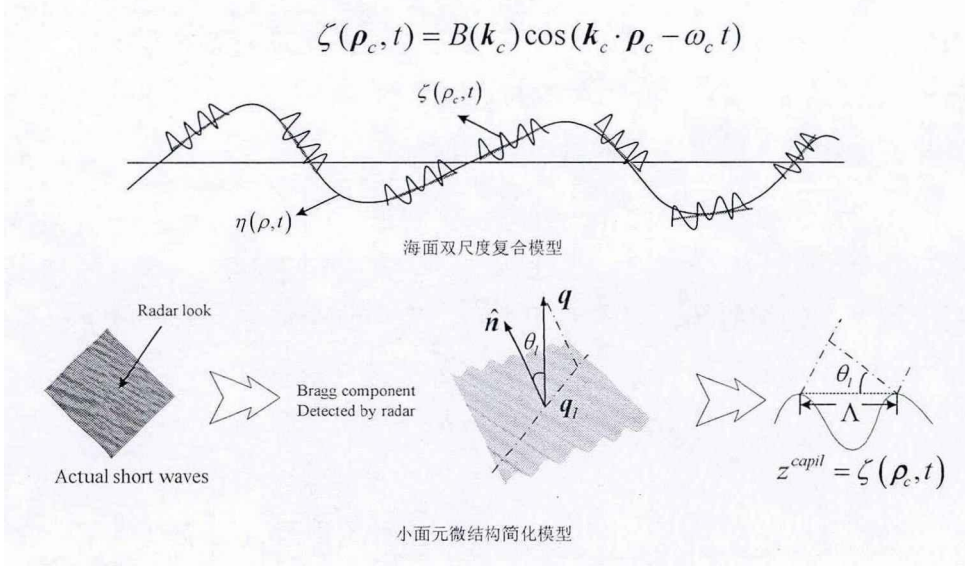


图 3.3 毛细波的简化表示方法

其中，ω_c 为波数 k_c 对应的角频率，$\boldsymbol{k}_c$ 为毛细波成分的波数矢量，t 为时间。$B(\boldsymbol{k}_c)$ 为毛细波的幅度，$\boldsymbol{\rho}_c = (x_c, y_c)$ 为面元内微结构的位置坐标矢量。这样，叠加在斜率为 z_x，z_y 小面元上的微起伏高度在全局坐标系下可表示为

$$z = \eta(\boldsymbol{\rho}_0, t) + \zeta(\boldsymbol{\rho}_c, t) + z_x x_c + z_y y_c \tag{3-26}$$

$\eta(\boldsymbol{\rho}_0, t)$ 为大尺度面元中心的高度，$\boldsymbol{\rho}_0 = (x_0, y_0)$ 为面元中心位置矢量。下面进一步定义简化毛细波的方向和幅度。

(1) 毛细波的方向

中国知网 https://www.cnki.net

由于雷达所能探测到的主要为沿其视向传播的波成分[159]，则毛细波的波数矢量 $\boldsymbol{k}_c$ 定义为沿着本地散射矢量 $\boldsymbol{q}_l$，$\boldsymbol{q}_l=\left(q_{lx},q_{ly},q_{lz}\right)$ 为散射矢量 $\boldsymbol{q}=k(\hat{\boldsymbol{k}}_s-\hat{\boldsymbol{k}}_i)$ 在倾斜小面元的投影。由于远离和靠近雷达的毛细波成分对雷达回波都会产生贡献，因此，波数矢量 $\boldsymbol{k}_c$ 将包含相对于 $\boldsymbol{q}_l$ 正负两个方向的波数成分，即 $\boldsymbol{k}_c^+$ 和 $\boldsymbol{k}_c^-$。在全局坐标系下，Bragg 波数矢量 $\boldsymbol{k}_c^\pm=\left(k_{cx}^\pm,k_{cy}^\pm\right)$ 可表示为[160]

$$k_{cx}^{\pm}=\pm 2\pi/\Delta x_c \tag{3-27}$$

$$k_{cy}^{\pm}=\pm 2\pi/\Delta y_c \tag{3-28}$$

其中

$$\Delta y_c=\left|\Lambda\frac{q_{ly}-\delta_l q_{lx}}{\sqrt{q_{lx}^2+q_{ly}^2}}\right| \tag{3-29}$$

$$\Delta x_c=\left|-\Delta y_c/\delta_l\right| \tag{3-30}$$

式中，$\Lambda=\lambda_q/\sin\theta_l$ 为余弦波两峰之间的距离，λ_q 为本地入射波的波长，θ_l 为 $\boldsymbol{q}_l$ 与面元法向矢量 $\hat{\boldsymbol{n}}$ 的夹角。$\boldsymbol{l}=\boldsymbol{q}_l\times\hat{\boldsymbol{n}}$ 为沿毛细波峰线的方向矢量，$\boldsymbol{l}_\perp$ 为 $\boldsymbol{l}$ 在 xoy 平面上的投影，$\delta_l=l_{\perp y}/l_{\perp x}$ 为沿 $\boldsymbol{l}_\perp$ 方向直线的斜率，如图 3.4 所示。

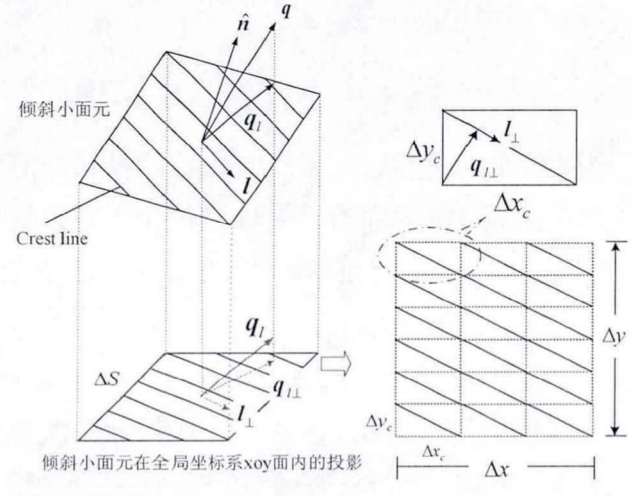


图 3.4 任意倾斜的海面小面元在 xoy 平面上离散化示意图

(2) 毛细波的幅度

对于简化毛细波的幅度，借助海谱可将其表示为 $2\pi\sqrt{W^{\mathrm{capi}}(\boldsymbol{k}_c)/\Delta S}$，其中 $\Delta S=\Delta x\Delta y$ 为大尺度小面元的面积，W^{capi} 为毛细波谱。这里需引入截断波数 k_{cut} 来将海谱划分为小尺度毛细波谱 W^{capi} 和大尺度重力波谱 W^{grav} 两部分，

$$W^{\mathrm{grav}}(\boldsymbol{k})=\begin{cases}0, & |\boldsymbol{k}|\ge k_{cut}\\ W(k,\varphi), & |\boldsymbol{k}|\le k_{cut}\end{cases} \tag{3-31}$$

$$W^{\mathrm{capi}}(\boldsymbol{k})=\begin{cases}W(k,\varphi), & |\boldsymbol{k}|\ge k_{cut}\\ 0, & |\boldsymbol{k}|\le k_{cut}\end{cases} \tag{3-32}$$

其中，$W(k,\varphi)=W_{\mathrm{PM}}(k)G_{\mathrm{LH}}(k,\varphi-\varphi_w)/k$，$\varphi_w$ 为风向角。

中国知网 https://www.cnki.net

3.2.3 毛细波修正面元散射场的建立

根据任意倾斜微粗糙面的散射，在式(3-24)中，将$\zeta(\boldsymbol{r}')$替换成海浪毛细波的形式，这样可将式(3-24)中的积分项表示为

$$\boldsymbol{I}(\cdot)=\frac{1}{n_z}\int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2}\int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2}\zeta(\boldsymbol{\rho}_c,t)e^{-i\left(q_{hx}x_c+q_{hy}y_c\right)}e^{-iq_{hz}\left(z_x x_c+z_y y_c\right)}dx_c dy_c \tag{3-33}$$

经过简单的整理可以得到任意小面元的散射幅度应表示为，

$$\begin{aligned}\tilde{S}_{pq}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s)&=\frac{k^2(1-\varepsilon)}{8\pi^2}F_{pq}e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0}\boldsymbol{I}(\cdot)\\&=\frac{k^2(1-\varepsilon)\Delta S}{16\pi^2 n_z}F_{pq}e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0}\left[B(\boldsymbol{k}_c^+)\boldsymbol{I}_0(\boldsymbol{k}_c^+)+B(\boldsymbol{k}_c^-)\boldsymbol{I}_0(\boldsymbol{k}_c^-)\right]\end{aligned} \tag{3-34}$$

根据式(3-34)，可以很容易地得到海面上单个简化小面元的散射场，

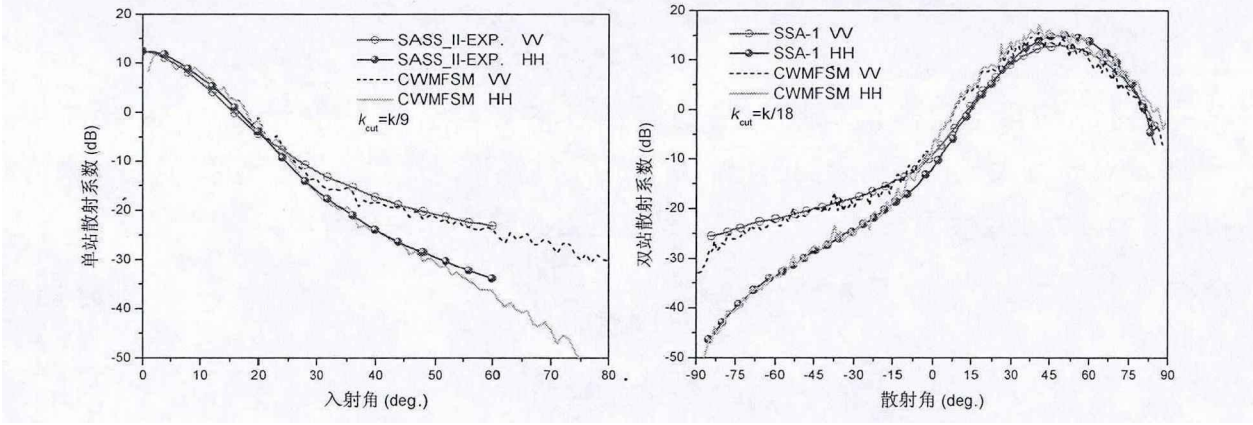
$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_{pq}^{facet}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s)&=2\pi\frac{e^{ikR}}{iR}\tilde{S}_{pq}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s)\\&=\frac{ik^2(\varepsilon-1)\Delta S}{8\pi n_z}F_{pq}e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0}\frac{e^{ikR}}{R}\left[B(\boldsymbol{k}_c^+)\boldsymbol{I}_0(\boldsymbol{k}_c^+)+B(\boldsymbol{k}_c^-)\boldsymbol{I}_0(\boldsymbol{k}_c^-)\right]\end{aligned} \tag{3-35}$$

相应的，海面总散射场可以表示为

$$\boldsymbol{E}_{pq}^{s}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s,t)=\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\boldsymbol{E}_{pq,mn}^{facet}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s) \tag{3-36}$$

其中，M和N为二维海面的离散点数，$\boldsymbol{E}_{pq,mn}^{facet}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s)$为$t$时刻海面样本第 mn 个小面元的散射场。式(3-36)所描述的模型称为毛细波修正面元散射场模型(CWMFSM)。

图 3.5 利用该模型统计了 30 个海面样本在 14GHz 下的单双站平均散射系数，(a)为单站散射，且$k_{cut}=k/9$，(b)为双站散射，其中$k_{cut}=k/18$，$\theta_i=50^\circ,\phi_i=\phi_s=0^\circ$。海面模拟参数为：$M=N=256$，$\Delta x=\Delta y=20\lambda_b$，$\lambda_b=\lambda/2\sin\theta_i$为 Bragg 谐振波长，$u_{10}=5$ m/s，$\varphi_w=180^\circ$。从图中可以看出，在选择合适的截断波数的条件下，CWMFSM 给出的单双站散射系数与 SASS-II 数据[161][162]及 SSA 结果[163]吻合很好。

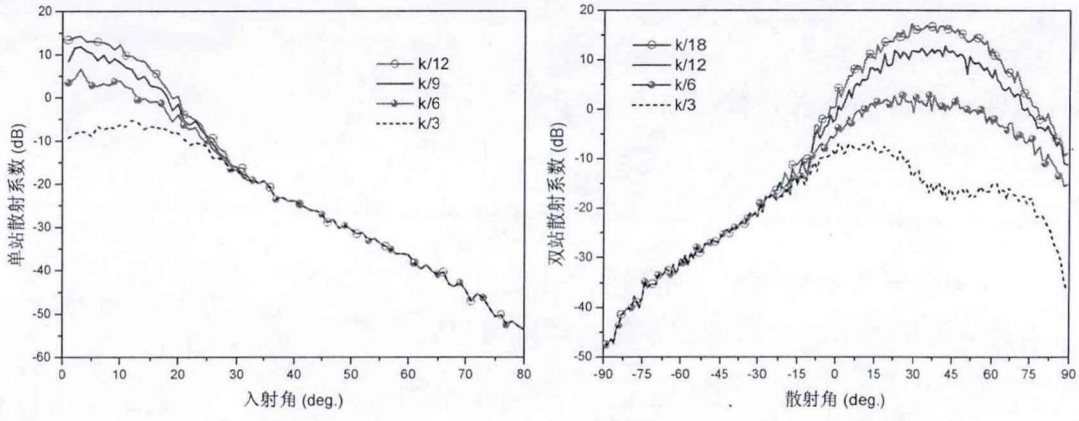


(a) 单站散射　　(b) 双站散射

图 3.5 基于 CWMFSM 计算得到的海面单双站散射系数

中国知网 https://www.cnki.net

图 3.6 给出了不同截断波数对二维海面单双站散射系数的影响，(a)为单站散射，(b)为双站散射，其中 $\theta_i = 40^\circ$，$\phi_i = \phi_s = 0^\circ$。入射频率为 14GHz，HH 极化，海面统计样本为 30 个，海面的模拟参数同图 3.5。从图中可以看出，截断波数对近垂直入射区或镜像散射区的散射系数影响比较大，通过选择合适的截断波数 CWMFSM 可以给出准确的单双站散射系数。



(a) 单站散射　　(b) 双站散射

图 3.6 截断波数对海面单双站散射系数的影响

3.3 基尔霍夫近似方法

在粗糙面电磁散射计算中，基尔霍夫近似方法(KA)可以精确地处理镜向散射分量的贡献。设一平面波 $\boldsymbol{E}^i = \hat{\boldsymbol{p}}_0 E_0 \exp(ik\hat{\boldsymbol{k}}_i \cdot \boldsymbol{r})$ 投射到二维海面上，$\hat{\boldsymbol{p}}$ 为入射波单位极化矢量，取 $\hat{\boldsymbol{h}}_i$ 或 $\hat{\boldsymbol{v}}_i$，E_0 为入射波的幅度，则介质粗糙海面的散射场可以由 Stratton-Chu 公式表示为[114]

$$\begin{aligned} \boldsymbol{E}_{pq}^{KA}(\boldsymbol{r}) &= \frac{ik\exp(ikR_0)}{4\pi R_0}\hat{\boldsymbol{k}}_s \times \int [(\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{E}) - \eta\hat{\boldsymbol{k}}_s \times (\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H})]\exp[-ik(\hat{\boldsymbol{k}}_s - \hat{\boldsymbol{k}}_i)\cdot\boldsymbol{r}']\mathrm{d}S' \\ &= \frac{ik\exp(ikR_0)}{4\pi R_0} E_0 \cdot S_{pq} \cdot I_{KA} \end{aligned} \tag{3-37}$$

其中，$\hat{\boldsymbol{k}}_i$ 为入射波的传播方向矢量，$\hat{\boldsymbol{k}}_s$ 为散射波的传播方向矢量，k 为电磁波波数，$\hat{\boldsymbol{n}}$ 为法向矢量，η 为本质阻抗，R_0 为照射面中心至观测点之间的距离，$\boldsymbol{E}$ 和 $\boldsymbol{H}$ 为分别边界面上总的电场和磁场。

极化因子可以表示为

$$\begin{aligned} S_{pq} = &-\hat{\boldsymbol{h}}_i'\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i\right)(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')(1-R_h) + \left(\hat{\boldsymbol{n}}\times\hat{\boldsymbol{h}}_i'\right)(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')(1+R_v) \\ &+\left(\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\left(\hat{\boldsymbol{n}}\times\hat{\mathbf{h}}_i'\right)\right)(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')(1+R_h) + \left(\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\hat{\boldsymbol{h}}_i'\right)(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i\right)(1-R_v) \end{aligned} \tag{3-38}$$

式中，$\hat{\boldsymbol{h}}_i' = \hat{\boldsymbol{k}}_i \times \hat{\boldsymbol{n}} / \left|\hat{\boldsymbol{k}}_i \times \hat{\boldsymbol{n}}\right|$，$\hat{\boldsymbol{v}}_i' = \hat{\boldsymbol{h}}_i' \times \hat{\boldsymbol{k}}_i$。

积分项可以表示为

中国知网 https://www.cnki.net

$$
\begin{aligned}
I_{KA} &= \int_S \exp\left[-ik\left(\hat{\boldsymbol{k}}_s - \hat{\boldsymbol{k}}_i\right)\cdot \boldsymbol{r}'\right]\mathrm{d}S' \\
&= e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0}\int_{-\Delta x/2}^{\Delta x/2}\int_{-\Delta y/2}^{\Delta y/2}\exp\left[-i\left(\boldsymbol{q}\cdot\hat{\boldsymbol{x}}'x' + \boldsymbol{q}\cdot\hat{\boldsymbol{y}}'y'\right)\right]dx'dy'/\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{z}}\right) \\
&= \frac{\Delta S}{n_z}e^{-i\boldsymbol{q}\cdot\boldsymbol{r}_0}\operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta x}{2}\boldsymbol{q}\cdot\hat{\boldsymbol{x}}'\right)\cdot\operatorname{sinc}\left(\frac{\Delta y}{2}\boldsymbol{q}\cdot\hat{\boldsymbol{y}}'\right)
\end{aligned}
\tag{3-39}
$$

式中，$\boldsymbol{q} = k(\hat{\boldsymbol{k}}_s - \hat{\boldsymbol{k}}_i)$。

这样，海面的散射系数可以表示为

$$
\sigma_{pq} = \frac{4\pi R_0^2\left|\boldsymbol{E}_{pq}^{KA}\right|^2}{A_0\left|E_0\right|^2}
\tag{3-40}
$$

式中，A_0 是入射波束照射的二维海面面积。

此外，KA 表示的海面电磁散射系数也可以表示为[156]

$$
\sigma_{pq,KA} = \frac{\pi k_i^2\left|\boldsymbol{q}\right|^2}{q_z^4}\left|U_{pq}\right|^2 P\left(z_x, z_y\right)
\tag{3-41}
$$

其中，$\boldsymbol{q} = k(\hat{\boldsymbol{k}}_s - \hat{\boldsymbol{k}}_i)$，$k$ 为电磁波波数。z_x 和 z_y 为镜像点切平面的斜率，根据驻留相位近似，该斜率可表示为

$$
\left.\begin{aligned}
z_x &= -q_x/q_z \\
z_y &= -q_y/q_z
\end{aligned}\right\}
\tag{3-42}
$$

极化因子 U_{pq} 可表示为

$$U_{vv} = M_0[R_v(\theta_i')(\hat{\boldsymbol{v}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)(\hat{\boldsymbol{v}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s) + R_h(\theta_i')(\hat{\boldsymbol{h}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)(\hat{\boldsymbol{h}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s)] \tag{3-43a}$$

$$U_{vh} = M_0[R_v(\theta_i')(\hat{\boldsymbol{v}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)(\hat{\boldsymbol{h}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s) - R_h(\theta_i')(\hat{\boldsymbol{h}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)(\hat{\boldsymbol{v}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s)] \tag{3-43b}$$

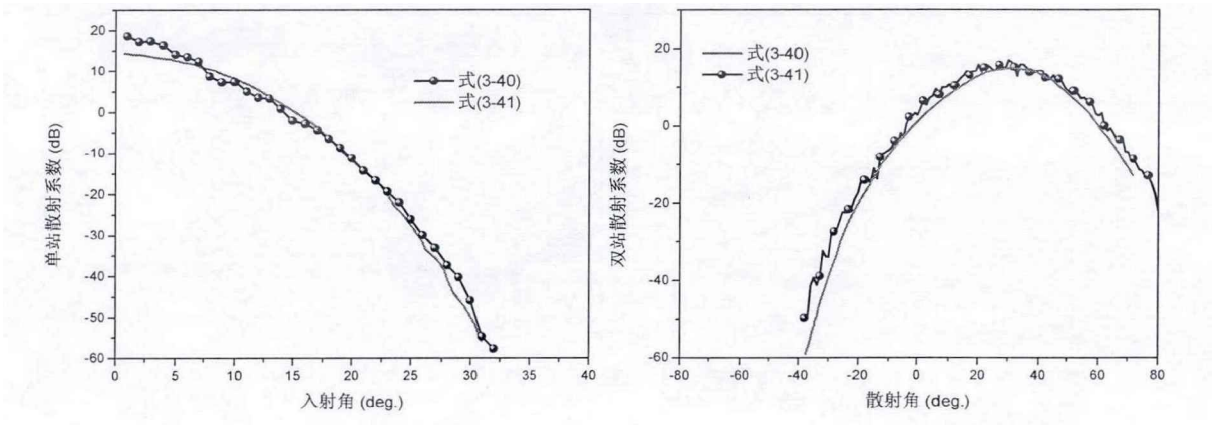
$$U_{hv} = M_0[R_v(\theta_i')(\hat{\boldsymbol{h}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)(\hat{\boldsymbol{v}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s) - R_h(\theta_i')(\hat{\boldsymbol{v}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)(\hat{\boldsymbol{h}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s)] \tag{3-43c}$$

$$U_{hh} = M_0[R_v(\theta_i')(\hat{\boldsymbol{h}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)(\hat{\boldsymbol{h}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s) + R_h(\theta_i')(\hat{\boldsymbol{v}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)(\hat{\boldsymbol{v}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s)] \tag{3-43d}$$

其中，$\left\{\hat{\boldsymbol{k}}_i, \hat{\boldsymbol{k}}_s\right\}$ 和 $\{\hat{\boldsymbol{h}}_i, \hat{\boldsymbol{v}}_i, \hat{\boldsymbol{h}}_s, \hat{\boldsymbol{v}}_s\}$ 分别为电磁波入射散射单位矢量以及其对应的极化单位矢量，且 $M_0 = \left|\boldsymbol{q}\right|\left|q_z\right|/\{[(\hat{\boldsymbol{h}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)^2 + (\hat{\boldsymbol{v}}_s\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i)^2]kq_z\}$。$R_v$ 和 R_h 分别为两种极化下的菲涅尔反射系数。

图 3.7 给出了入射波频率为 10GHz，风速分别为 5m/s 时，运用式(3-40)和(3-41)计算得到的海面单双站散射系数，(a)为单站散射，(b)为双站散射，入射角为 $\theta_i = 30^\circ$。从图中可以看出，基于散射场得到的 KA 散射系数模型和基于海面斜率概率密度分布函数得到的 KA 散射系数模型计算的海面单双站散射系数基本上保持一致。

中国知网 https://www.cnki.net



(a) 单站散射　　(b)双站散射

图 3.7 不同形式的 KA 计算得到的二维海面单双站散射系数

3.4 优化的海面面元散射场模型

3.4.1 优化的海面面元散射场模型的建立

事实上，基尔霍夫近似方法可以有效的处理镜向散射分量，所以可以将二维海面的散射区域划分为镜向散射区和漫散射区[165]，这样我们就可以用毛细波修正的海面面元散射模型计算对漫散射有主要贡献的面元，用基尔霍夫近似方法计算对镜向散射有主要贡献的面元，于是海面单个面元的散射场可以表示为

$$E_{pq}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s)=\begin{cases}E_{pq}^{KA}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s), & \text{specular region}\\ E_{pq}^{local}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s), & \text{non-specular region}\end{cases} \tag{3-44}$$

对海面上所有面元的散射场进行求和，就可以得到海面总散射场为

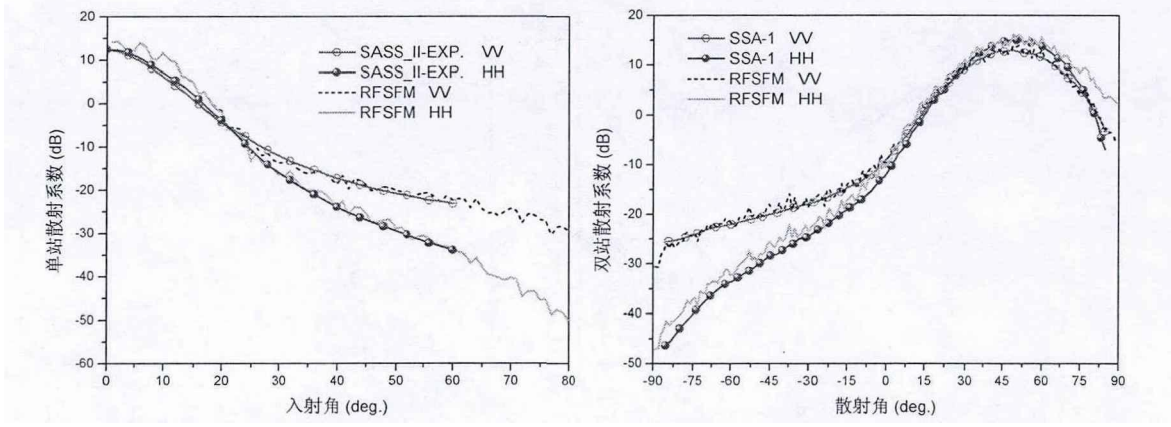
$$\boldsymbol{E}_{pq}^{sca}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s,t)=\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}E_{pq}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s) \tag{3-45}$$

其中，M 和 N 为二维海面的离散点数。我们将式(3-45)所描述的模型称为优化的海面面元散射场模型(RFSFM)。根据 RFSFM 计算所有面元的散射场，就可以得到任意时刻静态海面单个样本的散射系数

$$\sigma_{pq}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s,t)=\lim_{R\to\infty}\frac{4\pi R^2}{A}\left[\boldsymbol{E}_{pq}^{sca}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s,t)\boldsymbol{E}_{pq}^{sca}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s,t)^*\right] \tag{3-46}$$

为了验证 RFSFM 的有效性，图 3.8 统计了 30 个海面样本在 Ku 波段（14GHz）下的单双站平均散射系数，(a)为单站散射，(b)为双站散射，其中 $\theta_i=50^\circ$，$\phi_i=\phi_s=0^\circ$。这里海面的模拟参数为：$M=N=256$，$\Delta x=\Delta y=20\lambda_p$，$u_{10}=5\ \text{m/s}$，$\varphi_w=180^\circ$。从图中可以看出，在选择合适的截断波数的条件下，RFSFM 给出的单双站散射系数与 SASS-II 数据[161][162]及 SSA 结果[163]吻合很好。

中国知网 https://www.cnki.net

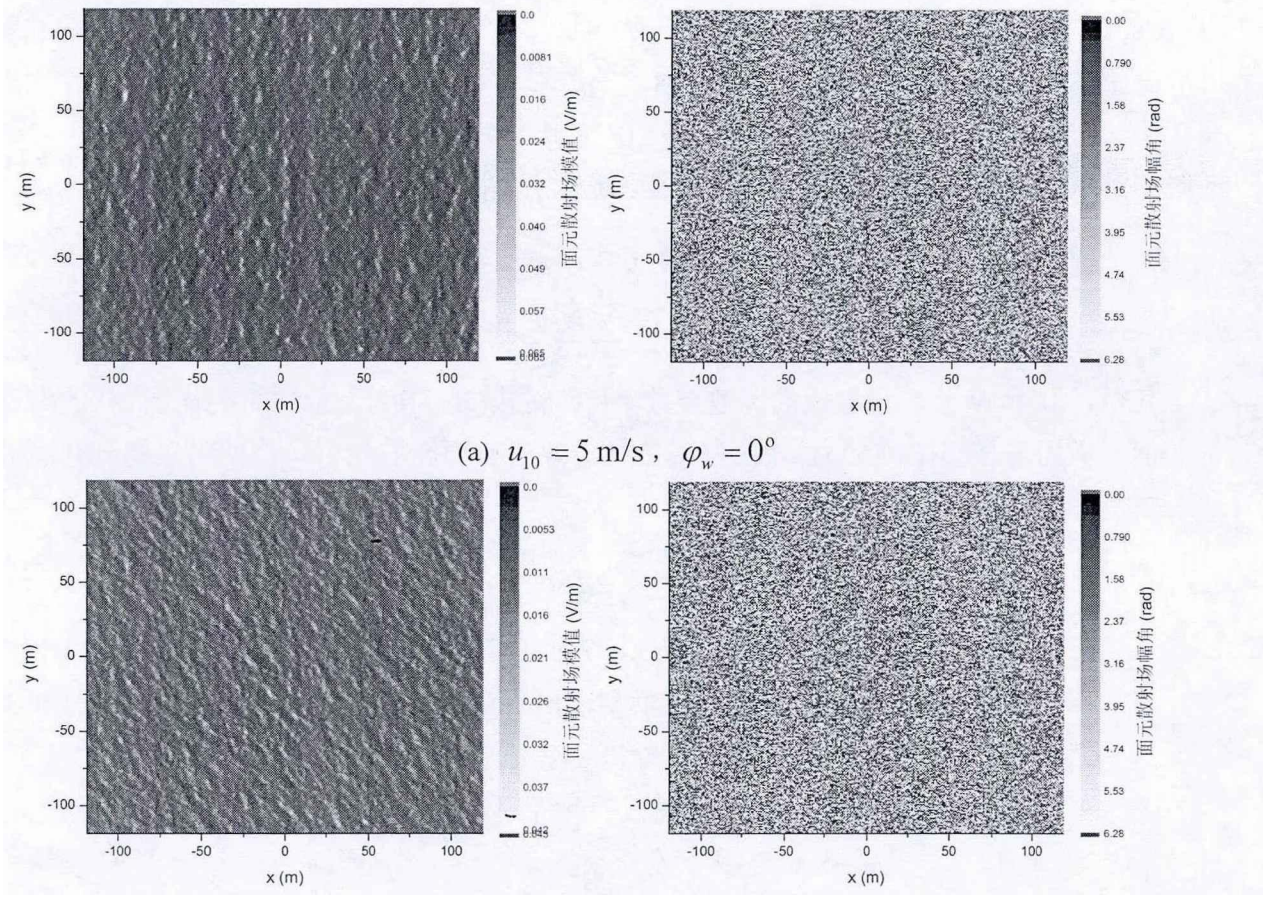


(a) 单站散射　　(b) 双站散射

图 3.8 基于 RFSFM 计算得到的海面单双站散射系数

3.4.2 散射场模值与幅角分布

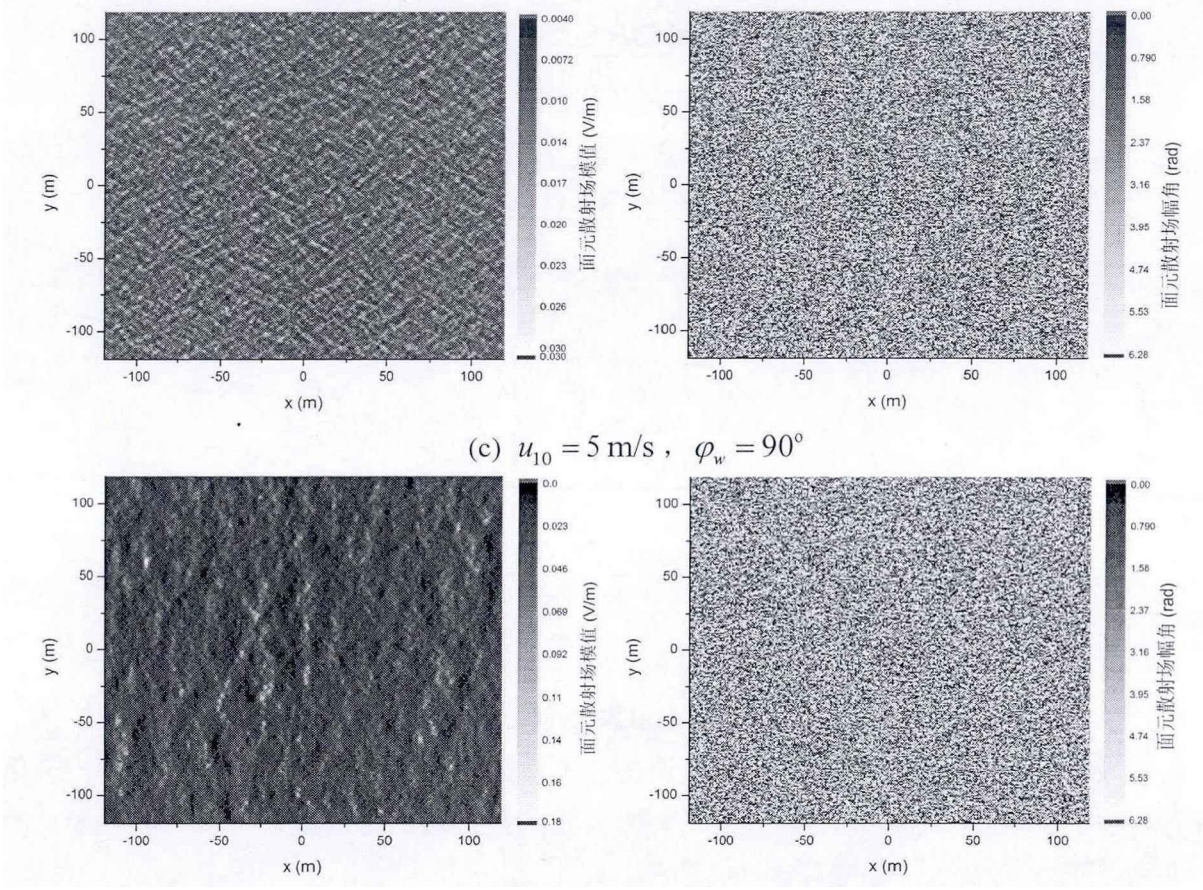
图 3.9 给出了不同风向（$\varphi_w = 0^\circ, 45^\circ, 90^\circ$）、不同风速（$u_{10} = 5$ m/s, 10 m/s）下 RFSFM 计算的二维海面的面元散射场模值和幅角的空间分布，其中，二维海面尺寸参数为 $M = N = 256$，$\Delta x = \Delta y = 20\lambda_h$，入射频率 5GHz，HH 极化，$\theta_i = 40^\circ$，$\phi_i = 0^\circ$，后向散射情况。



(a) $u_{10} = 5$ m/s，$\varphi_w = 0^\circ$

(b) $u_{10} = 5$ m/s，$\varphi_w = 45^\circ$

中国知网 https://www.cnki.net



(c) $u_{10}=5\ \mathrm{m/s}$， $\varphi_w=90^\circ$

(d) $u_{10}=10\ \mathrm{m/s}$， $\varphi_w=0^\circ$

图 3.9 二维海面面元散射场模值和幅角的空间分布

从图 3.9(a)-(c)可以看出，不同风向时的海面面元散射场模值分布与不同风向时的海面大尺度高度分布的纹理一致性，从图 3.9(a)和(d)中可以看出，风速越大，海面面元散射场的模值也越大，而面元散射场的幅角分布则更加具有随机性，且风向和风速对其的影响比较小。

3.4.3 不同参数条件下单双站散射系数

海面单双站散射系数与雷达参数和海面状态紧密相关，下面分析海面单双站散射系数随散射角、散射方位角、风速、海水介电常数和入射频率的变化关系。

图 3.10 给出了入射角为30°和40°时后向散射系数随风速的变化情况，并与实测数据[166]进行了对比，其中入射频率为 13.9GHz，实测数据如表 3.1 和表 3.2 所示。

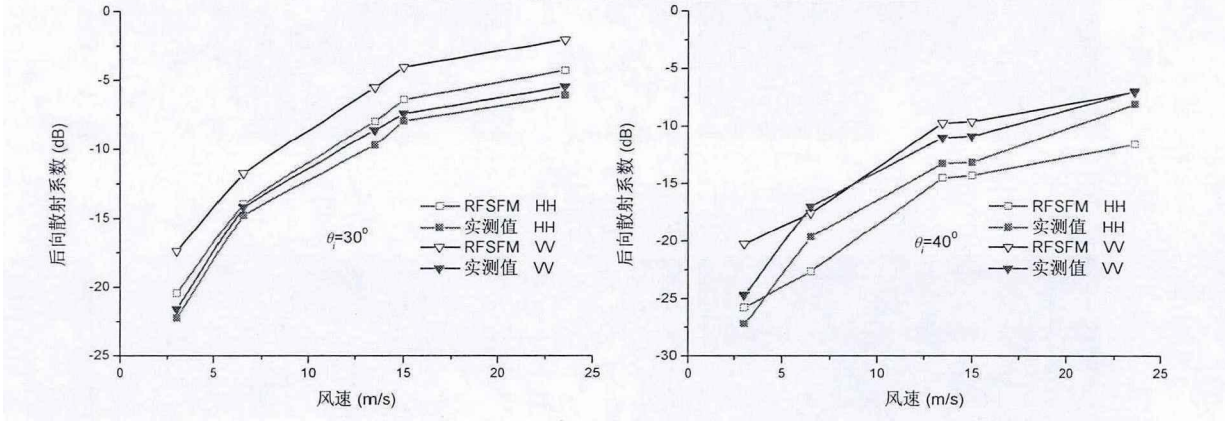
表 3.1 后向散射系数随风速变化的实测数据($\theta_i=30^\circ$)

风速(m/s)	3.0	6.5	13.47	15	23.6
HH 极化	-22.24	-14.78	-9.71	-7.94	-6.07
VV 极化	-21.59	-14.19	-8.6	-7.39	-5.44

中国知网 https://www.cnki.net

表 3.2 后向散射系数随风速变化的实测数据($\theta_i = 40^\circ$)

风速(m/s)	3.0	6.5	13.47	15	23.6
HH 极化	-27.2	-19.65	-13.27	-13.18	-8.1
VV 极化	-24.67	-17.0	-11.03	-10.91	-6.97



(a) $\theta_i = 30^\circ$ (b) $\theta_i = 40^\circ$

图 3.10 后向散射系数随风速的变化情况

从图 3.10 中可以看到，随着风速的增大，后向散射系数逐渐增大，这是由于风速越大，海面越粗糙，Bragg 散射增强。与实测数据对比可以发现，仿真的散射系数与实测数据有基本一样变化趋势。

图 3.11 给出了 $\theta_i = 30^\circ$ 时不同风速下后向散射系数随入射方位角的变化情况，可以看出，逆风和顺风时的后向散射系数大于侧风时计算的结果；后向散射系数随风速的增大而增大，且 VV 极化的结果大于 HH 极化的结果；此外，顺风和逆风时计算的结果基本相同，这意味着计算模型中没有考虑这两种风向时海面斜度的差异。

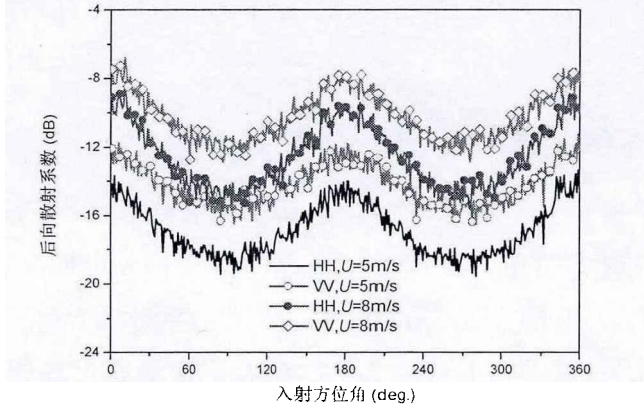
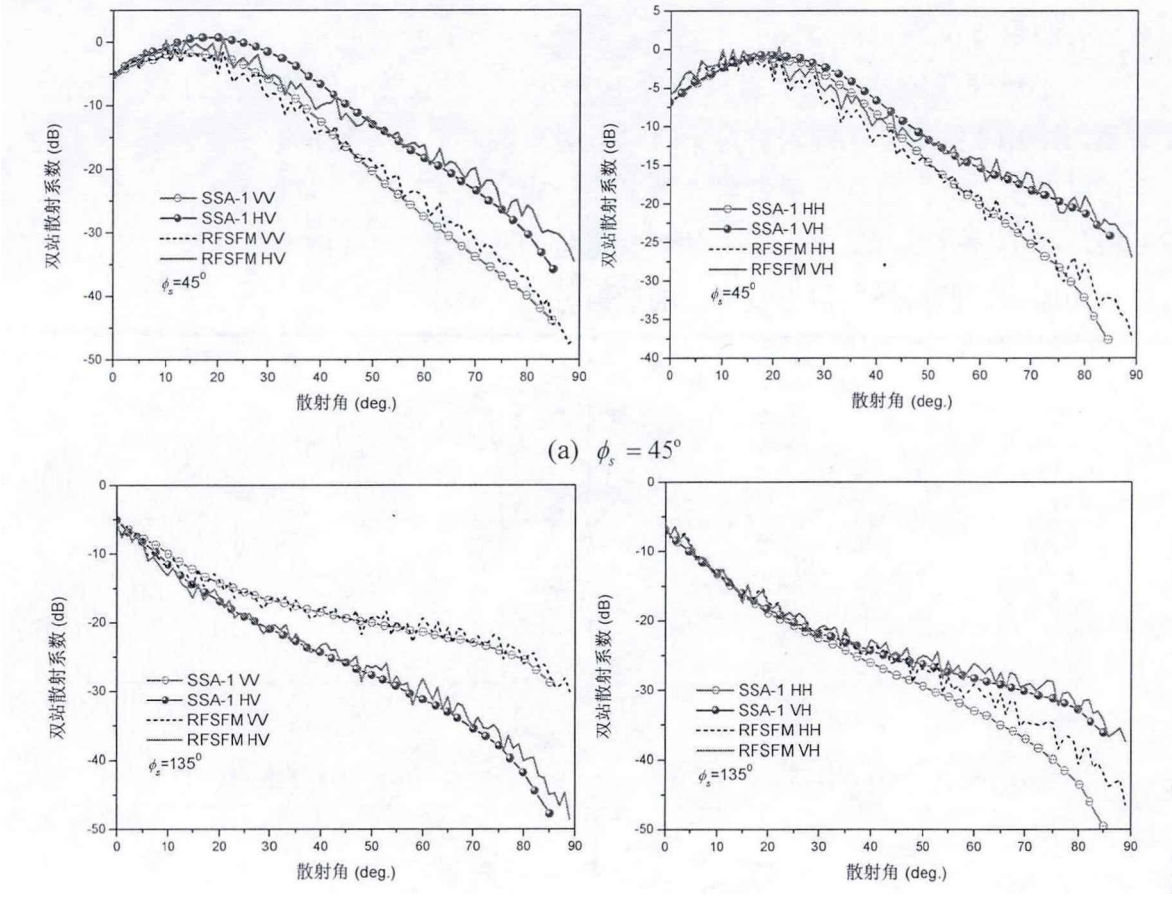


图 3.11 后向散射系数随入射方位角的变化情况

图 3.12 分析了散射平面 ϕ_s=45° 和 ϕ_s=135° 内的散射系数随散射角的变化情况。其中，入射频率为 14GHz，入射方向为 $\theta_i = 40^\circ$，$\phi_i = 0^\circ$。海面的模拟参数为 $M = N = 256$，$\Delta x = \Delta y = 20\lambda_h$，$u_{10} = 5$ m/s，$\varphi_w = 180^\circ$。从图 3.12 中可以看出，RFSFM 给出散射系数与 SSA 的结果[163]基本一致。此外还可以看出，在散射平面 ϕ_s=45° 内，交叉极化下

中国知网 https://www.cnki.net

的散射系数要大于同极化下的散射系数，在散射平面ϕ_s=135°内，VH 极化下的散射系数大于 HH 极化下的散射系数，而 HV 极化下的散射系数小于 VV 极化下的散射系数。可见，双站散射系数在不同的接收方向有非常复杂的变化特性。



(a) $\phi_s = 45°$

(b) $\phi_s = 135°$

图 3.12 不同散射平面内双站散射系数随散射角的变化

图 3.13 给出了双站散射系数随散射方位角的变化情况。其中，入射频率为 14GHz，入射方向为$\theta_i = 40°$，$\phi_i = 0°$，散射角为$\theta_s = 40°$。海面模拟参数与图 3.12 一致。

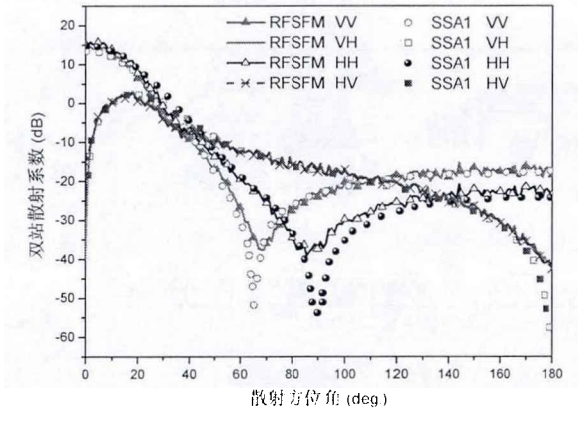


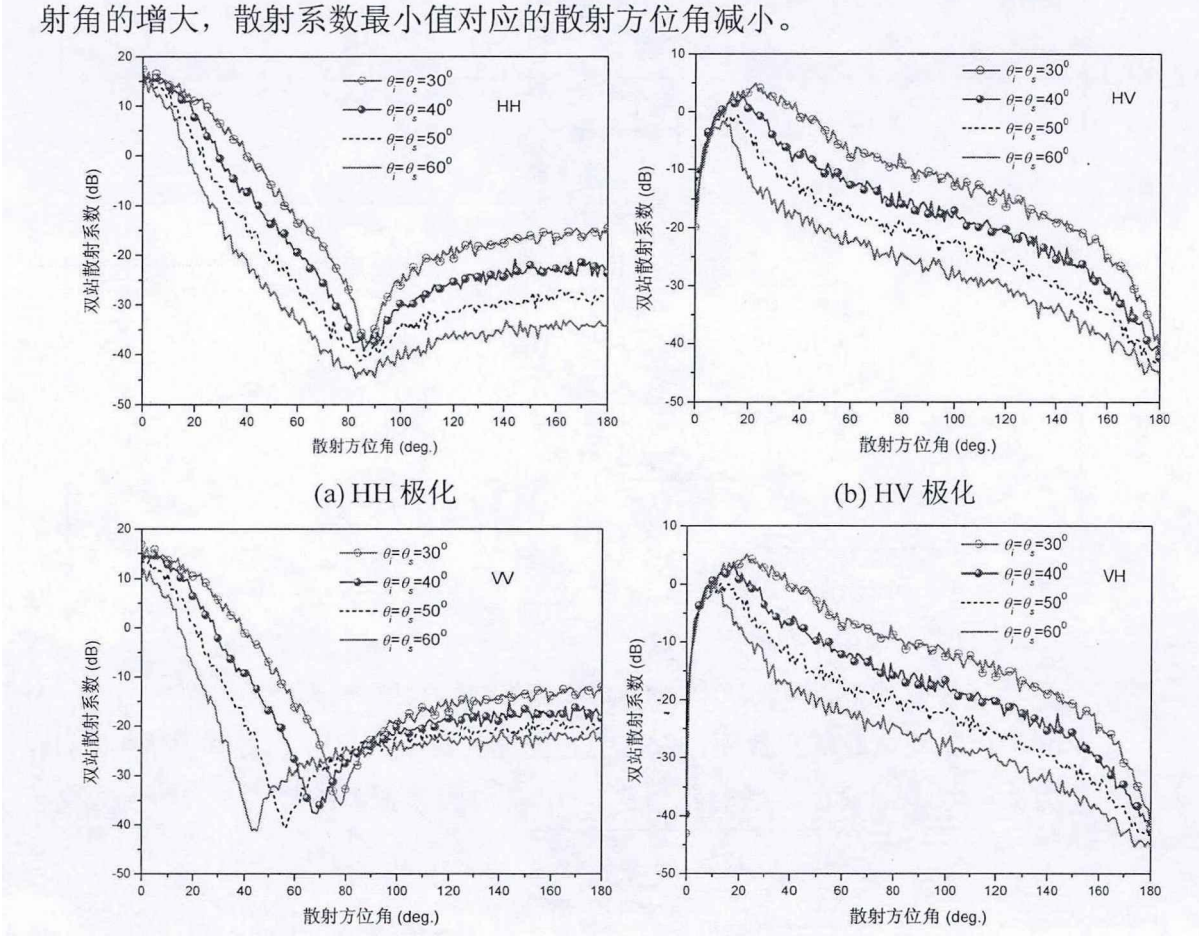
图 3.13 双站散射系数随散射方位角的变化

从图 3.13 中可以看出，双站前向$\phi_s = 0°$时的海面散射系数大于后向$\phi_s = 180°$时的

中国知网 https://www.cnki.net

海面散射系数，另外，散射方位角从0°变化到180°时，散射系数都会在某个方位角下获得最小值，VV 极化的最小值对应的散射方位角大概处在60°~70°之间，HH 极化时的散射系数最小值对应的散射方位角大概为90°，交叉极化时的散射系数最小值对应的散射方位角大概为180°。

为了更深一步地探究散射系数最小值所对应的散射方位角与入射角和散射角的关系，图 3.14 给出了不同入射角下双站散射系数随散射方位角的变化情况。从图 3.14 中可以看出，HH 极化时的散射系数最小值对应的散射方位角基本上都处在90°，交叉极化时的散射系数最小值对应的散射方位角基本上都为180°，VV 极化时，随着入射角的增大，散射系数最小值对应的散射方位角减小。



(a) HH 极化　(b) HV 极化

(c) VV 极化　(d) VH 极化

图 3.14 不同入射角下双站散射系数随散射方位角的变化

3.5 时变海面散射回波的多普勒谱特性分析

海浪的时变特性使得其回波的多普勒谱中包含了丰富的海况信息，所以，研究海面的多普勒谱特性具有重要意义[167]-[171]。海杂波的多普勒谱是时变海面散射回波的功率谱密度，根据标准谱估计方法[172]，回波信号的多普勒谱的计算公式如下

中国知网 https://www.cnki.net

$$S_0(f)=\frac{1}{T}\left|\int_0^T \boldsymbol{E}_{pq}^{sea}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s,t)\exp(i2\pi ft)\,dt\right|^2 \tag{3-47}$$

式中，$\boldsymbol{E}_{pq}^{sea}(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s,t)$表示$t$时刻海面的散射场。

模拟时变海面回波信号多普勒谱的基本步骤如下：

步骤 1：设定随机种子，海面离散间隔Δx和Δy，模拟生成N_t个时间间隔为Δt的二维大尺度海面几何样本。假设Δt足够小，从而可以认为海面在该时间间隔内是静态的。

步骤 2：采用 RFSFM 分别计算不同时间点时二维海面几何样本的散射场，从而得到一组散射场时间序列。

步骤 3：根据式(3-47)表示的标准谱估计方法计算所得到的散射场时间序列的多普勒谱。

步骤 4：变换不同的随机种子，重复步骤 1~步骤 3，得到多组海面回波的多普勒谱的计算结果并求平均。

如果对N_s组时变海面样本的多普勒谱进行统计平均，那么，可以得到平均多普勒谱为

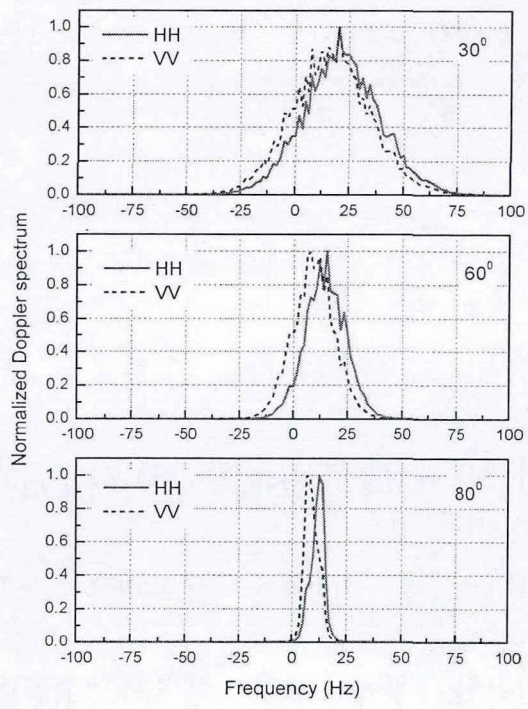
$$\overline{S}(f)=\frac{1}{N_s}\sum_{i=1}^{N_s}S_0^i(f) \tag{3-48}$$

下面我们分析后向散射($\theta_i=\theta_s,\phi_i=0^\circ,\phi_s=180^\circ$)不同条件下多普勒谱的模拟。其中，二维海面按如下模拟参数生成：海面离散数目为$M=N=256$，离散间隔为$\Delta x=\Delta y=20\lambda_b$，时间采样点数$N_t=128$。统计的多普勒谱样本数为$N_s=100$。

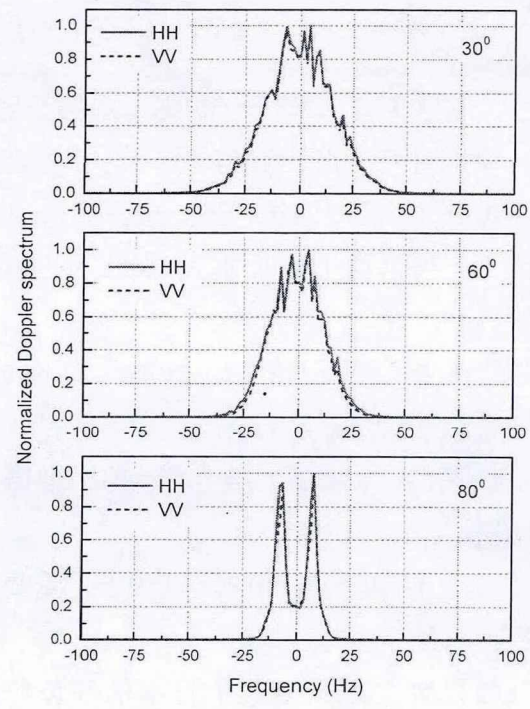
图 3.15 分别给出了 5GHz 下，风速为$U=5\text{m/s}$，入射角分别为$\theta_i=30^\circ、60^\circ,80^\circ$，风向为$\varphi_w=0^\circ、90^\circ,110^\circ,180^\circ$时的多普勒谱。从图中可以看出，随着风向从$\varphi_w=0^\circ$变化到$\varphi_w=180^\circ$时，二维时变海面的多普勒频移和能量分布从正频域逐渐转到负频域，在风向为$\varphi_w=90^\circ$左右时，多普勒频率位于零频附近，多普勒谱也有可能会出现 2 个谱峰。然而，多普勒谱在风向为$\varphi_w=90^\circ$左右时并不一定会出现双峰现象，随着入射角的减小，双峰现象将会消失[173]。

二维海面的多普勒谱在风向为$\varphi_w=90^\circ$附近出现的双峰现象可能是由 Bragg 散射引起的，在小入射角时，大尺度波的镜像反射在海面散射贡献中占主导地位，而 Bragg 散射对海面回波的影响比较小；随着入射角的增大，Bragg 散射贡献逐渐占据主导地位，海面多普勒谱的双峰现象也慢慢变得比较明显。此外，VV 极化时海面多普勒谱的双峰现象比 HH 极化时的双峰现象明显。

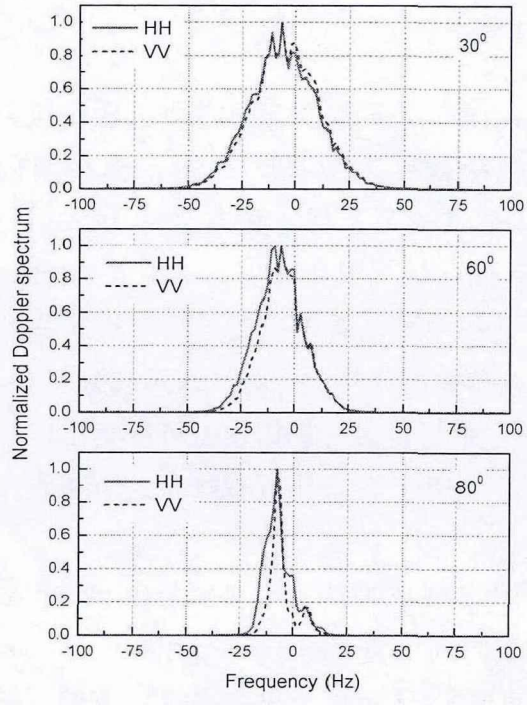
中国知网 https://www.cnki.net



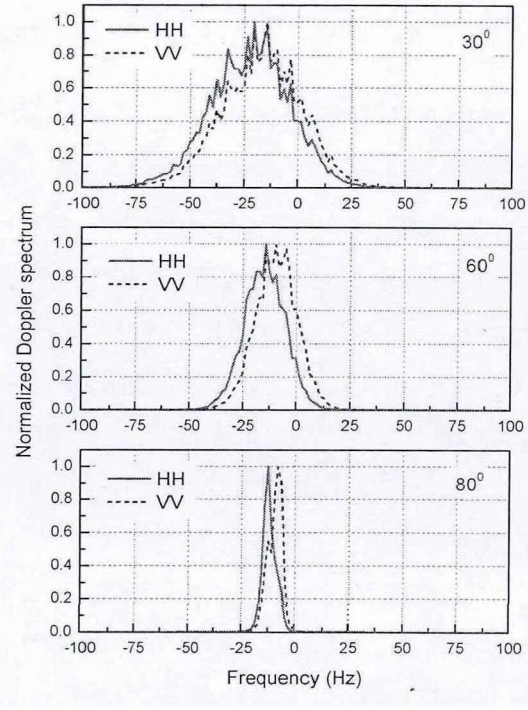
(a) $\varphi_w = 0°$



(b) $\varphi_w = 90°$



(c) $\varphi_w = 110°$

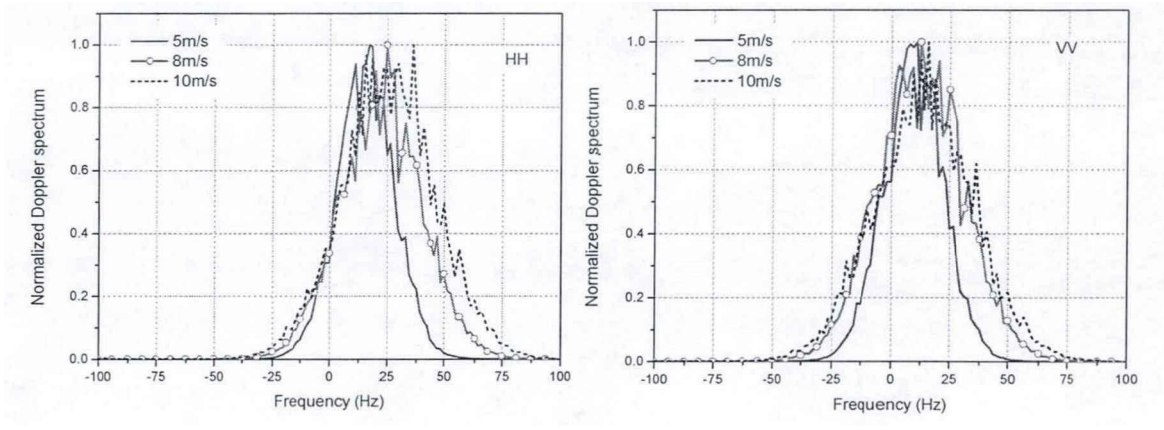


(d) $\varphi_w = 180°$

图 3.15 不同入射角和风向条件下的多普勒谱

图 3.16 显示了不同风速下的多普勒谱，风向为 $\varphi_w = 0°$，入射角为 $50°$。可以看出，随着风速的增大，多普勒谱频移和谱宽均增大。

中国知网 https://www.cnki.net



(a) HH 极化　　(b) VV 极化

图 3.16 不同风速条件下的多普勒谱

3.6 本章小结

本章根据面元化思想和简化毛细波的假设，建立了优化的海面面元散射场模型，该模型根据海面面元对应的局部入射角将散射区域划分为镜向散射区和漫散射区，然后采用 CWMFSM 计算处在漫散射区面元的散射场，采用 KA 计算处在镜像散射区面元的散射场，这样就消除了 CWMFSM 对截断波数的依赖性，实现了三维确定性海面样本散射场的计算，以及为目标与海面的复合散射提供了理论模型，最后分析了海面散射场幅值和相位空间分布特征，讨论了不同海况条件和雷达参数对单双站平均散射系数的影响，以及模拟了不同条件下时变海面散射回波的多普勒谱。

中国知网 https://www.cnki.net

中国知网 https://www.cnki.net

第四章　海面电磁散射的缩比模型研究

4.1 引言

缩比模型已经广泛地应用于工程测量中，可以为实验分析或设计提供必要的信息。尽管在制作缩比模型本身和提高测量的精度中存在许多问题，缩比测量模型的确能够为目标雷达散射截面的预估提供了一个重要的方法，以及能够为通过其他手段得到的近似值提供独立的验证。缩比模型测量试验的理论依据是相似理论[174]-[176]。在电磁学领域，电磁缩比模型测量的理论依据是以 Maxwell 方程线性理论为基础的电磁相似理论。根据电磁相似理论，被测模型与原型必须在几何外观、尺寸大小及材料的介电特性等方面满足一定的相似条件。由于介质材料具有频率色散特性，其介电常数会随着频率的变化而发生改变，在缩比模型系统的工作频率下，所需的模型材料在自然界中一般不容易找到，因此需要利用现有的常用材料进行混合制备。介质材料的制备需要以混合介质理论为依据，并反复进行试验测量，最终得到与目标材料偏差较小的材料。

海杂波实测是研究海杂波电磁散射特性的主要手段[177]。由于海面及其周围的环境难以测定和定量描述，因此，测量得到的海面散射回波数据稳定性不高，为了提高海杂波测量的精度，国内外很多研究机构开始利用造波技术在实验室内对海浪进行模拟和相关测试[178]-[180]。此外，海面的介电常数是关于海水温度、盐度和入射频率的复杂函数，所以，如何保证海水介电常数在不同入射频率下保持一致也一个棘手的问题。在实验室内模拟海浪并对其进行测量研究，需要解决海水介电常数在不同入射频率下保持一致的问题，以及被测缩比海面模型与实际海面必须在几何外观上相似的问题。

4.2 缩比理论的基本原理

根据 Maxwell 方程组，原型和缩比模型的场方程均满足

$$\begin{cases} \nabla \times \boldsymbol{H} = \varepsilon \dfrac{\partial \boldsymbol{E}}{\partial t} + \sigma \boldsymbol{E} \\ \nabla \times \boldsymbol{E} = -\mu \dfrac{\partial \boldsymbol{H}}{\partial t} \end{cases} \tag{4-1}$$

式中，$\boldsymbol{E}$ 为电场强度，$\boldsymbol{H}$ 为磁场强度，ε 为介电常数，μ 为磁导率，σ 为电导率，t 为时间。

设缩比模型和全尺寸原型系统的各参数满足以下比例关系：

中国知网 https://www.cnki.net

$$\begin{cases} \boldsymbol{E}' = K_E \boldsymbol{E} & L' = K_L L \\ \boldsymbol{H}' = K_H \boldsymbol{H} & t' = K_t t \\ \varepsilon' = K_\varepsilon \varepsilon & \sigma' = K_\sigma \sigma \\ \mu' = K_\mu \mu & \rho' = K_\rho \rho \end{cases} \tag{4-2}$$

其中，L为几何长度，ρ为电荷体密度，$K_E, K_H, K_\varepsilon, K_\mu, K_L, K_t, K_\sigma, K_\rho$为缩比系统和原型系统对应量之间的比例系数。带撇的量为缩比系统中的对应量，将式(4-2)中带撇的量代入 Maxwell 方程组，可以得到

$$\frac{K_E}{K_L} = \frac{K_\mu K_H}{K_t}, \quad \frac{K_H}{K_L} = \frac{K_\varepsilon K_E}{K_t} = K_\sigma K_E \tag{4-3}$$

很容易得到

$$K_E K_t = K_L K_\mu K_H \tag{4-4a}$$

$$K_\varepsilon K_E K_L = K_H K_t \tag{4-4b}$$

$$K_\sigma = \frac{K_\varepsilon}{K_t}, \quad \frac{K_H}{K_E} = \frac{K_t}{K_L K_\mu} \tag{4-4c}$$

由式(4-4a)和(4-4b)可以得到

$$K_t = K_L \sqrt{K_\mu K_\varepsilon} \tag{4-5}$$

由式(4-4c)和(4-5)可以得到

$$K_\sigma = \sqrt{K_\varepsilon / K_\mu} / K_L, \quad K_H / K_E = \sqrt{K_\varepsilon / K_\mu} \tag{4-6}$$

利用波速和空间阻抗不变的原则，即

$$K_L / K_t = 1, \quad \sqrt{K_\mu / K_\varepsilon} = 1 \tag{4-7}$$

则根据式(4-5)、(4-6)和(4-7)可以得到缩比理论的相似性条件

$$\begin{cases} K_t = K_L & K_\mu = K_\varepsilon = 1 \\ K_\sigma = 1 / K_L & K_H / K_E = 1 \end{cases} \tag{4-8}$$

根据坡印廷矢量的定义，可以得到

$$\begin{aligned} \boldsymbol{S} &= \boldsymbol{E} \times \boldsymbol{H} \\ \boldsymbol{S}' &= \boldsymbol{E}' \times \boldsymbol{H}' = K_E \boldsymbol{E} \times K_H \boldsymbol{H} = K_E K_H \boldsymbol{S} \end{aligned} \tag{4-9}$$

根据雷达散射截面(RCS)的定义，模型与原型的 RCS 之间的关系可以表示为

$$\sigma' = \lim_{r' \to \infty} 4\pi r'^2 \frac{S'_r}{S'_i} = \lim_{K_L r \to \infty} 4\pi \left(K_L r\right)^2 \frac{K_E K_H S_r}{K_E K_H S_i} = \left(K_L\right)^2 \sigma \tag{4-10}$$

式中，S_i和S_r分别为入射平面波和距离目标r处反射波的单位面积的功率。

若设缩比模型与全尺寸原型的几何尺寸缩比因子为$p = L / L'$，则缩比模型与全尺寸原型间的相似条件可归结如表 4.1 所示：

中国知网 https://www.cnki.net

表 4.1 电磁系统的缩比条件

物理量	原型系统	缩比系统	物理量	原型系统	缩比系统
几何尺寸	L	$L'=L/p$	磁导率	μ	$\mu'=\mu$
波长	λ	$\lambda'=\lambda/p$	电导率	γ	$\gamma'=\gamma p$
频率	f	$f'=fp$	本质阻抗	η	$\eta'=\eta$
传播常数	k	$k'=kp$	天线增益	g	$g'=g$
介电常数	ε	$\varepsilon'=\varepsilon$	散射截面	σ	$\sigma'=\sigma/p^2$

4.3 海水介电常数缩比条件分析

4.3.1 海水介电常数理论缩比条件

缩比模型系统是原型系统的物理等效模拟，对于海水，物理相似性要求缩比模型系统和原型系统的介电特性必须保持一致，下面我们试图根据海水的介电常数模型，在理论上是否能够通过改变测试海水的相关参数，即盐度和温度，从而使得两种海水的介电常数保持相等，即$\varepsilon'(f',S',T')=\varepsilon(f,S,T)$。

根据单Debye模型[139]，将海水的介电常数写成如下形式：

$$\varepsilon=\left[4.9+\frac{\varepsilon_s-4.9}{1+(\omega\tau)^2}\right]-i\left[\frac{\omega\tau(\varepsilon_s-4.9)}{1+(\omega\tau)^2}+\frac{\gamma_i}{\omega\varepsilon_0}\right] \tag{4-11}$$

其中，$\omega=2\pi f$为电磁波频率，τ为张弛时间，$\varepsilon_0=8.854\times10^{-12}$为真空介电常数，$\gamma_i$为离子电导率，$\varepsilon_s$为静态介电常数。静态介电常数，张弛时间和离子电导率是和海水温度和盐度相关的量。

假设缩比模型和原型的海水介电常数满足相似条件，与海水介电常数有关的各物理量的满足以下比例关系：

$$\begin{gathered}\varepsilon'=\varepsilon,\omega'=p\omega\\ \varepsilon_s'=X_\varepsilon\varepsilon_s,\tau'=X_\tau\tau,\gamma_i'=X_\gamma\gamma_i\end{gathered} \tag{4-12}$$

其中，p为缩比因子，X_ε,X_τ和X_γ是比例系数；带撇的量和不带撇的量分别表示与缩比模型相和原型相关的量。

根据式(4-11)，缩比模型的介电常数可表示为：

$$\varepsilon'=\left[4.9+\frac{X_\varepsilon\varepsilon_s-4.9}{1+(pX_\tau\omega\tau)^2}\right]-i\left[\frac{pX_\tau\omega\tau(X_\varepsilon\varepsilon_s-4.9)}{1+(pX_\tau\omega\tau)^2}+\frac{X_\gamma\gamma_i}{p\omega\varepsilon_0}\right] \tag{4-13}$$

很明显，如果缩比模型与原型的介电常数满足相似条件，则可以得到比例系数为：

$$X_\varepsilon=1,pX_\tau=1,X_\gamma/p=1 \tag{4-14}$$

即有

中国知网 https://www.cnki.net

$$\begin{cases}\gamma_i'(T',S')=\gamma_i(T,S)\cdot p\\ \varepsilon_s'(T',S')=\varepsilon_s(T,S)\\ \tau'(T',S')=\tau(T,S)/p\end{cases}\tag{4-15}$$

根据上面的推导，模型海水盐度S'和温度T'的求解方法为：首先根据实际海水的温度及盐度得到原型海水的相关参量：张弛时间、静态介电常数和电导率；然后根据式(4-15)，计算模型海水的张弛时间、静态介电常数和电导率；最后联立求解下面的非线性方程组

$$\begin{cases}\gamma_i(25,S')\exp(-\Delta\beta)-\gamma_i'(T',S')=0\\ \varepsilon_s(T')a(T',S')-\varepsilon_s'(T',S')=0\\ \tau(T',0)b(T',S')-\tau'(T',S')=0\end{cases}\tag{4-16}$$

根据广义逆方法，理论上可以得到缩比模型的温度和盐度，使得缩比模型与原型海水的介电常数在各自入射频率下基本保持一致。表 4.2 给出了不同缩比因子时，求解非线性方程得到的模型海水的温度和盐度，并给出了模型的介电常数$\varepsilon'(f',S',T')$。从表 4.2 中，我们可以看出，虽然缩比模型与原型海水的介电常数基本能够一致$\varepsilon'(f',S',T')\approx\varepsilon(f,S,T)$，但是根据非线性方程求解得到的模型海水的温度和盐度，在实际实验室中是无法控制并达到的。

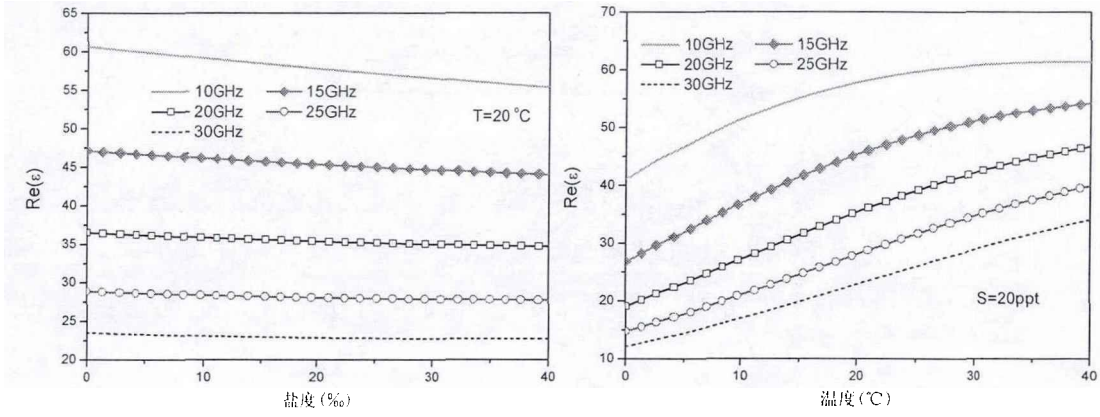
表 4.2 不同缩比因子时模型海水的温度和盐度

原型为海水，频率为$f=5\text{GHz}$，$S=35\text{ppt},T=20^\circ C$，$\varepsilon(f)=(66.97,34.53)$				
缩比因子	模型频率$f'=fp$	盐度S'	温度T'	介电常数$\varepsilon'(f')$
$p=2$	10GHz	36.16	52.15	(66.49, 33.01)
$p=3$	15GHz	62.67	62.07	(67.77,36.90)
$p=4$	20GHz	77.19	66.30	(67.23,34.31)
$p=5$	25GHz	83.38	68.50	(67.08,31.19)
$p=6$	30GHz	86.54	69.81	(67.18,28.76)

图4.1和图4.2分析了海水介电常数的实部和虚部随盐度和温度的变化情况，基于此，我们可以进一步解释在理论上找不到一组合适的温度和盐度(T',S')的原因。

从图4.1中可以看出，同一频率时，海水介电常数的实部随盐度增大而减小，随温度的升高而增大。此外，还可以看出，随着频率的升高，海水介电常数的实部减小。如果原型系统的入射频率为$f=5\text{GHz}$，则$S=35\text{ppt}$，$T=20^\circ C$时海水的介电常数为$(66.97,34.53)$，当缩比因子$p=2\sim6$时，模型的频率为$f'=10\sim30\text{GHz}$，从图4.1中可以看出，只有当温度越高(可能远远超过$40^\circ C$)，盐度越小的情况下才有可能使$\text{Re}\left[\varepsilon'(f',S',T')\right]=\text{Re}\left[\varepsilon(f,S,T)\right]$，这种高温度在实验室很难实现的。

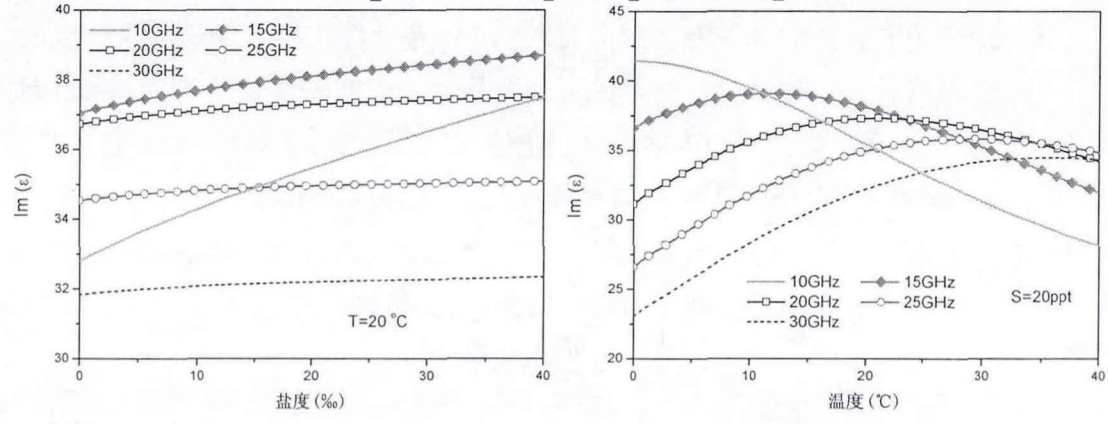
中国知网 https://www.cnki.net



(a) 随盐度的变化情况　　(b) 随温度的变化情况

图 4.1 海水介电常数的实部随盐度和温度的变化情况

从图4.2中可以看出，同一频率时，海水介电常数的虚部随盐度增大而增大，随温度则是先升高后减小。此外，在低温的情况下，海水介电常数的虚部随频率的增大而减小，高温的情况下，海水介电常数的虚部随频率的变化比较复杂。如果原型系统的入射频率为 $f=5\text{GHz}$，则 $S=35\text{ppt}$，$T=20^{\circ}\text{C}$ 时海水的介电常数为 $(66.97,34.53)$，当缩比因子 $p=2\sim6$ 时，模型的频率为 $f'=10\sim30\text{GHz}$，从上图中可以看出，有可能找到一组温度和盐度使得 $\text{Im}\left[\varepsilon'\left(f',S',T'\right)\right]=\text{Im}\left[\varepsilon\left(f,S,T\right)\right]$。



(a) 随盐度的变化情况　　(b) 随温度的变化情况

图 4.2 海水介电常数的虚部随盐度和温度的变化情况

综合图4.1和图4.2，在理论上找不到一组合适的温度和盐度 (T',S')，使得缩比模型与原型海水的介电常数在各自入射频率下相等 $\varepsilon'\left(f',S',T'\right)\approx\varepsilon\left(f,S,T\right)$。

4.3.2 淡水替代海水所引入的误差分析

海水介电常数对海面电磁散射的影响主要体现在海水的反射系数中，水平和垂直极化的菲涅尔反射系数 R_h、R_v 的表达式为：

$$R_h=\frac{\cos\theta_i-\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_i}}{\cos\theta_i+\sqrt{\varepsilon-\sin^2\theta_i}} \tag{4-17}$$

中国知网 https://www.cnki.net

$$R_v = \frac{\varepsilon\cos\theta_l - \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta_l}}{\varepsilon\cos\theta_l + \sqrt{\varepsilon - \sin^2\theta_l}} \tag{4-18}$$

其中，θ_l 为局部入射角，ε 为海水介电常数。

图 4.3 给出了不同频率下 $|R_h|$、$|R_v|$ 随局部入射角的变化情况。从图中可以看出，同一频率时，$|R_h|$ 随局部入射角的增大而增大，$|R_v|$ 随局部入射角先减小，在 80° 到 90° 之间的某个入射角处达到最小值，然后又迅速升高；另外，$|R_h|$、$|R_v|$ 随着频率的升高而减小。

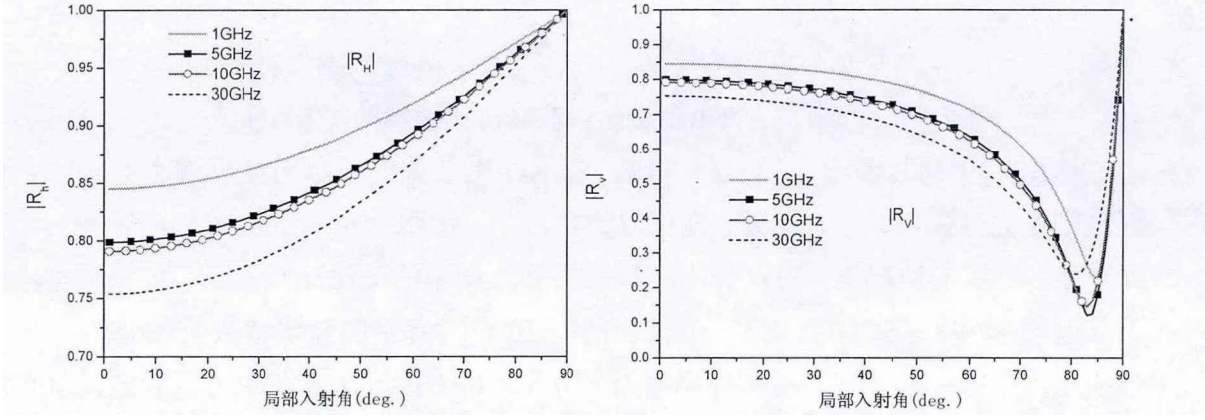


图 4.3 $|R_H|$、$|R_V|$ 随局部入射角的变化情况($S = 35\text{ppt}, T = 20^\circ C$)

考虑到理论上得到的模型海水的温度和盐度，在实际实验室中是无法达到的，并且为了减小对造波设备的腐蚀，造波池内通常用淡水替代海水进行海面模拟于测量。图 4.4 根据单 Debye 海水介电常数模型给出了纯水($S = 0, T = 20^\circ C$)和海水($S = 35\text{ppt}, T = 20^\circ C$)的介电常数随频率的变化情况。从图中可以看出，当频率高于10GHz时，纯水介电常数的实部和虚部与海水介电常数的实部和虚部都能保持相同，所以可以采用纯水替代海进行海面模拟；当频率低于10GHz，淡水介电常数的实部比海水介电常数的实部略大一些，但是虚部相差较大。

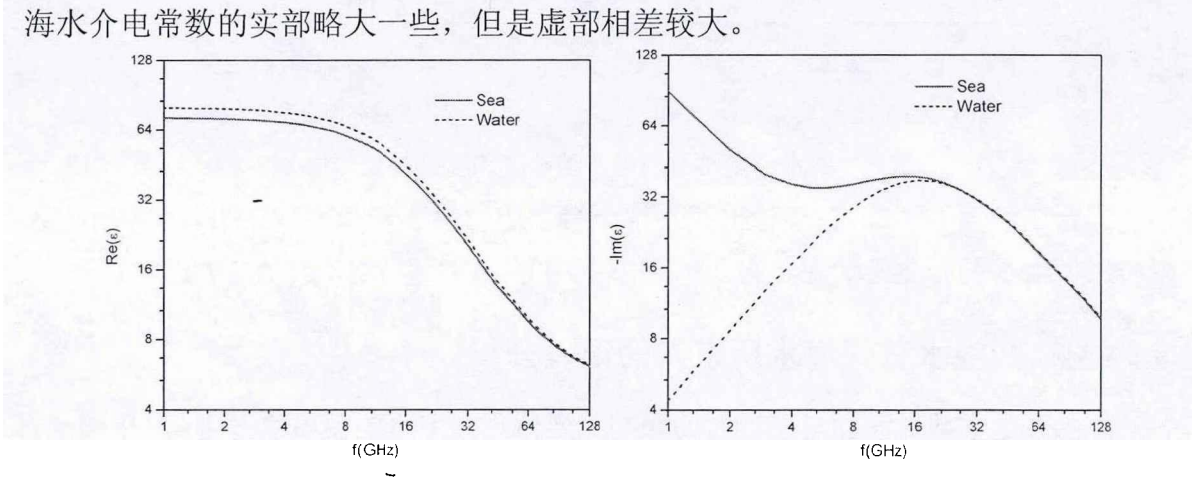


图 4.4 淡水和海水介电常数随频率变化的比较

下面定量分析利用淡水替代海水时，从而造成介电常数违背相似性条件所引入的误差，这种误差首先体现在反射系数中，具体可以表示为[180]：

中国知网 https://www.cnki.net

$$\sigma(\mathrm{dB}) = 20\lg\left(1 - \frac{\left|R_{water} - R_{sea}\right|}{\left|R_{sea}\right|}\right) \tag{4-19}$$

图4.5分析了不同缩比因子下淡水($S=0, T=20^{\circ}C$)替代海水($S=35\mathrm{ppt}$，$T=20^{\circ}C$)时所引入的误差，其中原型系统的入射频率为5GHz，入射角变化范围为$1^{\circ}\sim80^{\circ}$。从图中可以看出，随着缩比因子的增大，即模型频率的增大，由于介电常数的不同所引入的误差越大；同一频率下，水平极化时入射角越小，所引入的误差越大，垂直极化时入射角越大，所引入的误差越大。

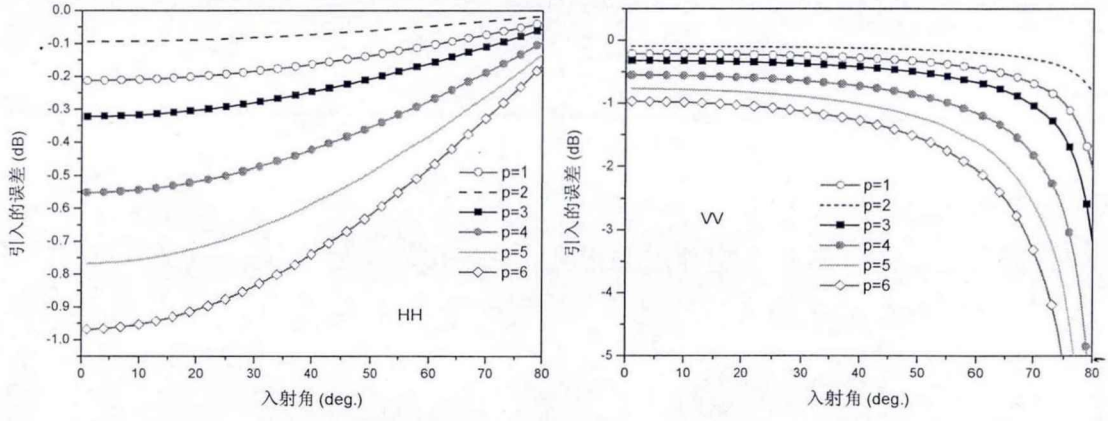


图 4.5 不同缩比因子时淡水替代海水所引入的误差

表 4.3 具体给出了入射角为40°时，不同缩比因子时用淡水替代海水所引入的误差。从表中我们可以看出，中等入射角的情况下，在满足可允许误差时，可以用淡水替代海水进行电磁缩比测量。

表 4.3 入射角为40°时淡水替代海水所引入的误差

原型为海水，频率为 $f=5\mathrm{GHz}$，入射角为40°			
模型为淡水		引入的误差(dB)	
缩比因子	模型频率 $f'=fp$	水平极化	垂直极化
$p=1$	5GHz	-0.1625705	-0.2782834
$p=2$	10GHz	-0.07208648	-0.1226941
$p=3$	15GHz	-0.2467906	-0.4218155
$p=4$	20GHz	-0.4223742	-0.7246466
$p=5$	25GHz	-0.5864117	-1.009156
$p=6$	30GHz	-0.7390562	-1.275012

4.4 粗糙海面几何缩比关系

缩比模型与原型不仅要满足物理相似性，更重要的是几何上也要满足相似性，根据线性双叠加模型，海面高度可表示为[181][182]：

中国知网 https://www.cnki.net

$$
\begin{aligned}
z(x,y,t) &= \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N} a_{mn}\cos\left[k_{mn}\left(x\cos\varphi_{mn}+y\sin\varphi_{mn}\right)-\omega_{mn}t+\xi_{mn}\right] \\
&= \sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N} a_{mn}\cos\left[\left(k_m x_m+k_n y_n\right)-\omega_{mn}t+\xi_{mn}\right]
\end{aligned}
\tag{4-20}
$$

其中，M,N 分别为频率和方向角的采样点数；ω_{mn}、a_{mn}、k_{mn}、φ_{mn} 和 ξ_{mn} 分别表示组成波的圆频率、振幅、波数、方向角和初始相位，k_m 和 k_n 是 k_{mn} 沿x和y轴方向的分量。

若果原型海面和模型海面在几何上相似，则必须满足

$$
\begin{cases}
L_x' = L_x / p, L_y' = L_y / p \\
x_m' = x_m / p, y_n' = y_n / p \\
z'\left(x_m', y_n'\right) = z\left(x_m, y_n\right) / p
\end{cases}
\tag{4-21}
$$

其中，p 为缩比因子。

根据假逆推的方法和各物理量的定义，我们可以得到

$$
\begin{aligned}
& k_m' = k_m p,\ \ k_n' = k_n p \\
& \omega_{mn}' = \sqrt{k_{mn}' g} = \sqrt{p}\,\omega_{mn} \quad \Rightarrow \quad t' = t/\sqrt{p} \\
& a_{mn}' = a_{mn} / p \quad \Rightarrow \quad W'\left(k_m', k_n'\right) = W\left(k_m, k_n\right) / p^4
\end{aligned}
\tag{4-22}
$$

至此，式(4-20)和(4-21)给出了模型和原型海面高度相关物理量之间的理论关系，即粗糙海面几何缩比条件，如表 4.4 所示。

表 4.4 粗糙海面几何缩比条件

物理量	缩比关系	物理量	缩比关系
长度	$L_x' = L_x / p, L_y' = L_y / p$	频率	$\omega_{mn}' = \omega_{mn}\sqrt{p}$
坐标	$x_m' = x_m / p, y_n' = y_n / p$	时间	$t' = t/\sqrt{p}$
波数	$k_m' = k_m p, k_n' = k_n p$	海谱	$W'\left(k_m', k_n'\right) = W\left(k_m, k_n\right) / p^4$
振幅	$a_{mn}' = a_{mn} / p$	海面高度	$z'\left(x', y', t'\right) = z\left(x, y, t\right) / p$

4.4.1 常见海谱模型的缩比条件

(1) JONSWAP 海谱

二维 JONSWAP 海谱 $W(k,\varphi)$ 的表达式如下[183]

$$
W(k,\varphi) = \frac{\alpha}{2}k^{-4}\exp\left[-\frac{5}{4}\left(\frac{k}{k_0}\right)^{-2}\right]\cdot\gamma^{\exp\left[-\frac{\left(k^{1/2}-k_0^{1/2}\right)^2}{2\sigma_J k_0}\right]}N(\zeta)\cos^{2\zeta}\left(\varphi-\varphi_w\right)
\tag{4-23}
$$

其中，$\alpha = 0.076\tilde{x}^{-0.22}$ 为无因次常数，$\tilde{x} = gx/U_{10}^2$ 为无因次风区（x 为风区），U_{10} 为 10m 高度处的风速，$\tilde{\omega}_0 = U_{10}\omega_0 / g = 22\tilde{x}^{-0.33}$ 为无因次频率，k_0 为峰波数，φ_w 为风向，γ 为峰值增强因子，σ_J 为峰形参数。

中国知网 https://www.cnki.net

$N(\zeta)$为传播函数归一化因子，其表达式为

$$N(\zeta)=\frac{1}{\pi^{1/2}}\frac{\Gamma(1+\zeta/2)}{\Gamma(1/2+\zeta/2)} \tag{4-24}$$

式中，指数ζ是波数的函数

$$\zeta=\begin{cases}0.46(k/k_0)^{-1.25}\zeta_m, k\geq k_0\\ 0.46(k/k_0)^{2.5}\zeta_m, k<k_0\end{cases} \tag{4-25}$$

其中，$\zeta_m=11.5(U_{19.5}/c_m)^{-2.5}$，$c_m$为峰波数的相速度，$c_m=(g/k_0)^{1/2}$,$U_{19.5}$为 19.5m 高度处的风速。

设模型与原型海谱中的各参数的对应关系为

$$k_0'=a_1k_0, N'(\zeta')=a_2N(\zeta), \zeta'=a_3\zeta \tag{4-26}$$

对于相同形式的海谱，两电磁系统的参数α,γ和σ_J是一致的，所以模型海谱可表示为

$$W'=\frac{\alpha}{2(pk)^4}\exp\left[-\frac{5}{4}\left(\frac{pk}{a_1k_0}\right)^{-2}\right]\cdot\gamma^{\exp\left[-\frac{\left((pk)^{1/2}-(a_1k_0)^{1/2}\right)^2}{2\sigma_J(a_1k_0)}\right]}\cdot\left[a_2N(\zeta)\right]\cos^{2(a_3\zeta)}(\varphi-\varphi_w) \tag{4-27}$$

很明显只有当$a_1=p, a_2=a_3=1$时，即$k_0'=pk_0, \zeta_m'=\zeta_m$，模型和原型的海谱才能满足海谱的缩比关系式$S'(k')=S(k)/p^4$。根据各物理量的定义，可以很容易的推导出

$$k_0'=pk_0 \quad\Rightarrow\quad \left.\begin{array}{r}\zeta_m'=\zeta_m\\ c_m'=\sqrt{\dfrac{g}{k_0'}}=\sqrt{\dfrac{g}{pk_0}}=\dfrac{c_m}{\sqrt{p}}\\ \zeta_m=11.5(U_{19.5}/c_m)^{-2.5}\end{array}\right\} \quad\Rightarrow\quad U_{19.5}'=U_{19.5}/\sqrt{p} \tag{4-28}$$

此外，由于在缩比理论中，无因次量保持不变，即$\tilde{\omega}_0'=\tilde{\omega}_0, \tilde{x}'=\tilde{x}$，所以可以得到

$$\begin{aligned}U_{10}'&=U_{10}/\sqrt{p}\\ x'&=x/p\end{aligned} \tag{4-29}$$

表 4.5 归纳了二维 JONSWAP 海谱对应的几何缩比条件。

表 4.5 二维 JONSWAP 海谱几何缩比条件

物理量	缩比关系	物理量	缩比关系
波数	$k'=kp$	19.5米高度处风速	$U_{19.5}'=U_{19.5}/\sqrt{p}$
峰波数	$k_0'=k_0p$	10米高度处风速	$U_{10}'=U_{10}/\sqrt{p}$
相速度	$c_m'=c_m/\sqrt{p}$	风区	$x'=x/p$
峰频率	$\omega_0'=\omega_0\sqrt{p}$	海谱	$W'(k_m',k_n')=W(k_m,k_n)/p^4$

中国知网 https://www.cnki.net

(2) PM 海谱

实验室内通常采用PM海谱进行海面模拟，下面将给出PM海谱的几何缩比条件。考虑具有方向函数为 $\cos^4((\varphi-\varphi_w)/2)$ 的二维 PM 海谱[152]：

$$W(k,\varphi)=\frac{\alpha}{2k^4}\exp\left(\frac{\beta g^2}{U_{19.5}^4 k^2}\right)\cos^4\left(\frac{\varphi-\varphi_w}{2}\right) \tag{4-30}$$

其中，$\alpha=8.1\times10^{-3}$，$\beta=-0.74$，k 为海浪的空间波数，$U_{19.5}$ 为19.5 m高度处的风速，g 为重力加速度。类似二维JONSWAP海谱几何缩比条件的推导，表4.6给出了二维PM海谱的几何缩比条件。

表 4.6 二维 PM 海谱几何缩比条件

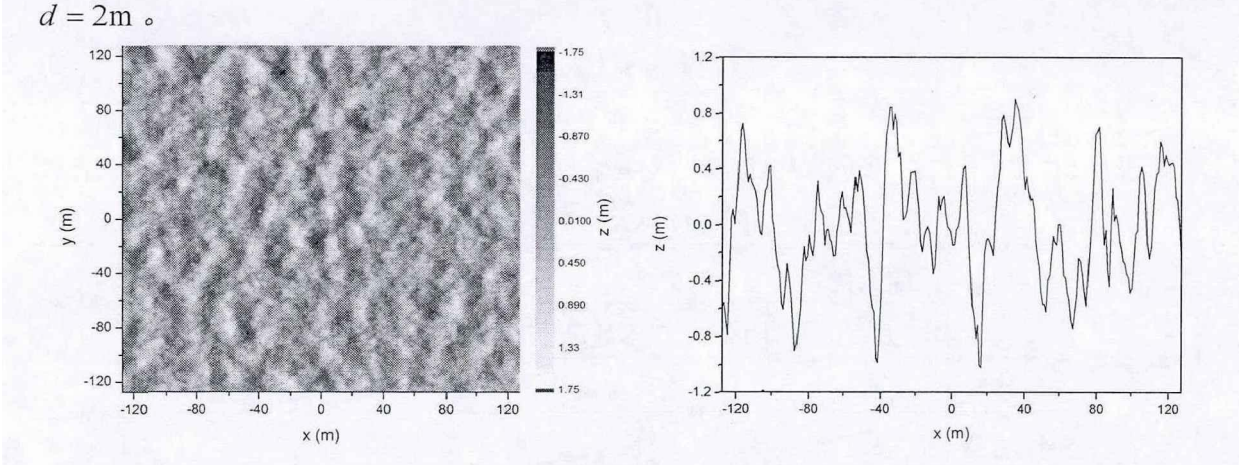
物理量	缩比关系
波数	$k'=kp$
19.5米高度处风速	$U_{19.5}'=U_{19.5}/\sqrt{p}$
海谱	$W'(k_m',k_n')=W(k_m,k_n)/p^4$

4.4.2 缩比模型海面模拟

为了验证粗糙海面的几何缩比条件，图 4.6 根据表 4.4 和表 4.5 所列的海面几何缩比条件给出了不同缩比因子时原型海面和缩比模型海面的高度示意图。其中，原型粗糙海面的大小为 $L_x=L_y=256\text{m}$，海谱取 JONSWAP 谱，风速为 $U_{10}=10\text{m/s}$，风向 $\varphi_w=0^\circ$。在实验室内模拟一个缩比海面，水深通常是有限的，因此在色散关系中考虑水深是比较切合实际的，角频率 ω 与波数 k 满足的色散关系如下：

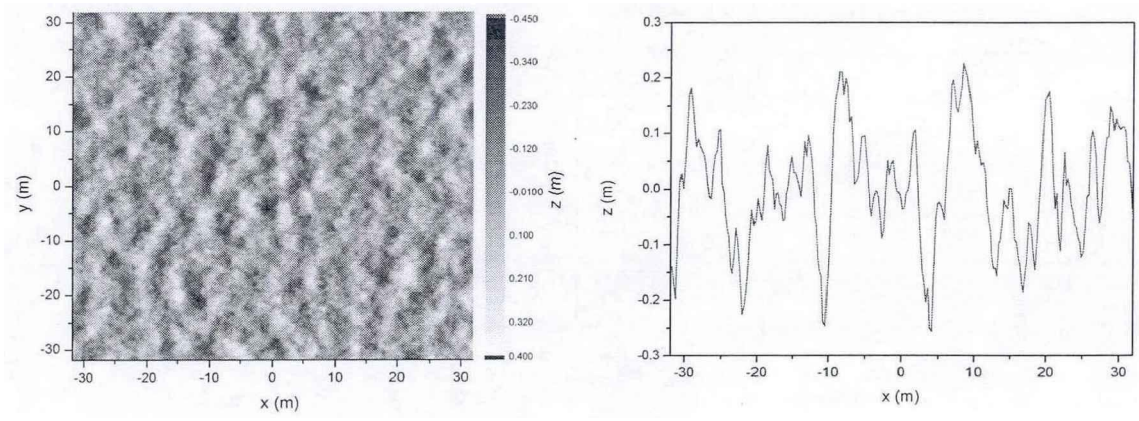
$$\omega^2=gk\left[1+(k/k_m)^2\right]\tanh(kd) \tag{4-31}$$

其中，$k_m\approx370\,\text{rad/m}$；$d$ 为水深。对于深水区（$kd>>1$），$\tanh(kd)\approx1$。图4.6中将原型海面水深视为深水，即 $\tanh(kd)\approx1$，对于缩比模型海面，我们将水深设置为 $d=2\text{m}$。

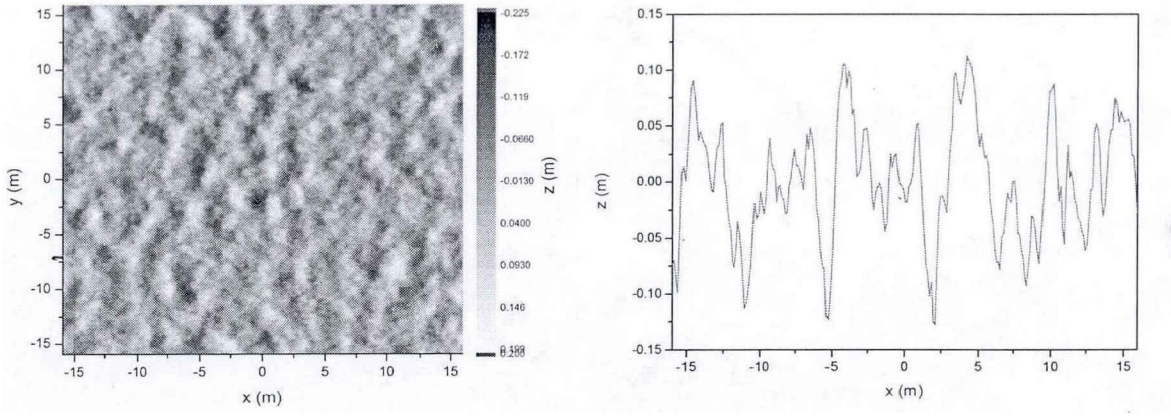


(a) 原型

中国知网 https://www.cnki.net



(b) 缩比模型： p=4



(c) 缩比模型： p=8

图 4.6 缩比模型海面和原型海面的比较

明显地，从图4.6中可以看出，在考虑造波池水深的情况下，缩比模型海面和原型海面高度的纹理是一致的，从一维结果中也可以看出，缩比模型海面和原型海面高度曲线形状相同，且幅度满足关系式 $z'(x',y',t')=z(x,y,t)/p$。因此，可以用上面所给出的海面几何缩比条件来模拟生成缩比模型海面。

4.5 数值仿真

理论上，如果原型和缩比模型两个电磁系统是相似的，则其散射系数是一致的。为了验证此结论，图4.7和图4.8给出了原型海面和缩比模型海面的单双站散射系数。其中，原型系统的入射频率为5GHz，原型粗糙海面的大小为 $M=N=256$，$\Delta x=\Delta y=0.8$，风速 $U_{10}=10\text{m/s}$，风向 $\varphi_w=0^\circ$，原型海水的盐度和温度为 $S=35\text{ppt}$，$T=20^\circ\text{C}$；缩比模型为淡水，即 $S=0, T=20^\circ\text{C}$，且模型的水深为 $d=2\text{m}$。对于双站散射，入射方向为 $\theta_i=50^\circ, \varphi_i=0^\circ$，散射方向为 $\theta_s=-90^\circ\sim 90^\circ, \varphi_s=0^\circ$。

从图4.7可以看出，缩比模型海面和原型海面的后向散射系数在小角度时吻合的比较好，在大角度下，缩比因子越大，它们之间的误差越大。这是由于随着模型频率的增大，淡水替代海水所引入的误差越大(从图4.5中可以明显地观察到)。

中国知网 https://www.cnki.net

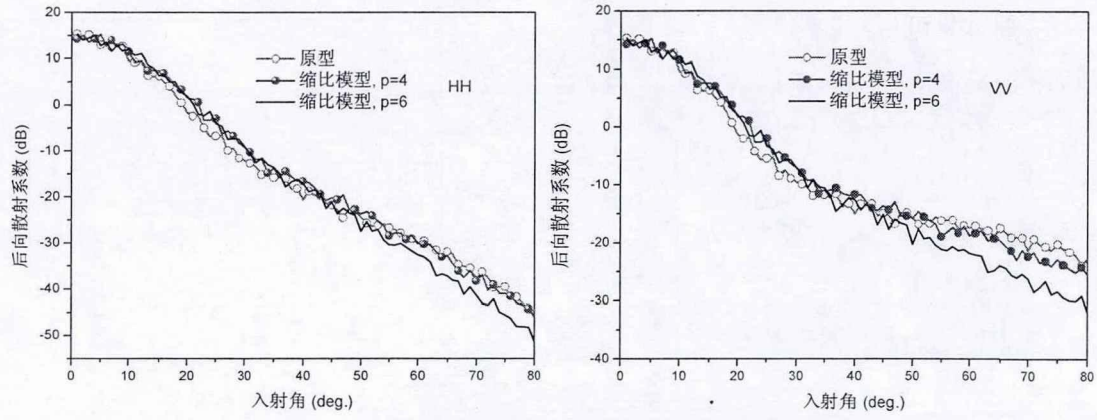


图 4.7 缩比模型海面和原型海面后向散射系数对比

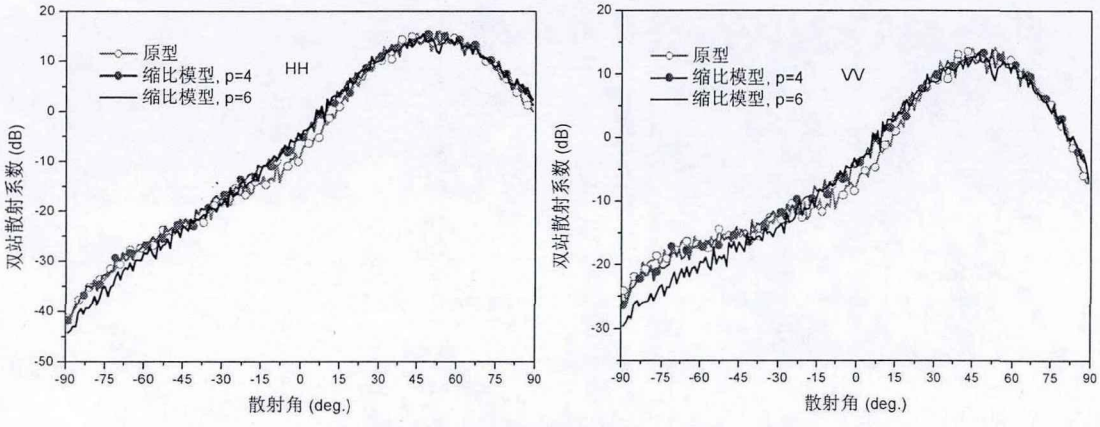


图 4.8 缩比模型海面和原型海面双站散射系数对比

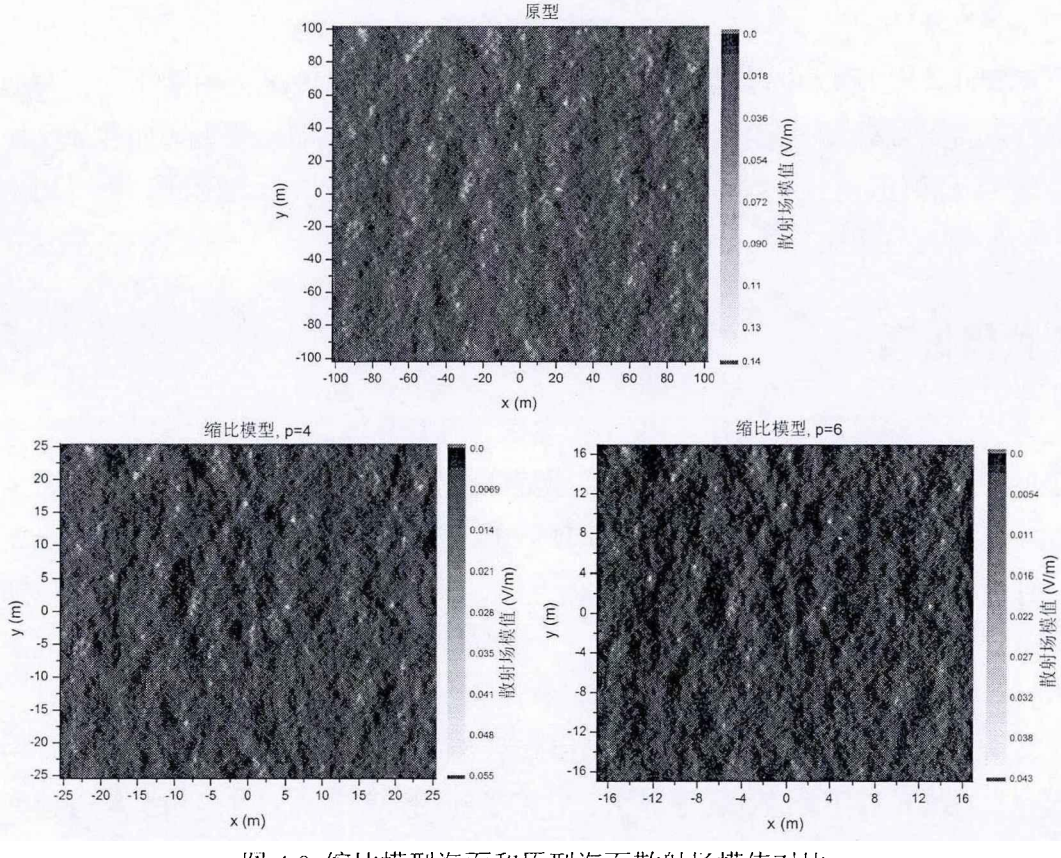


图 4.9 缩比模型海面和原型海面散射场模值对比

中国知网 https://www.cnki.net

从图 4.8 可以看出，在镜向和前向，缩比模型海面和原型海面的散射系数吻合的比较好，此外，HH 极化时，缩比模型海面的散射系数与原型海面的散射系数的差异比 VV 极化时的要小。

图4.9对比了HH极化时原型海面和缩比模型海面的散射场模值的空间分布。其中，入射角为$\theta_i = 40^\circ$，其他参数同上。从图中可以看出，缩比模型海面的散射场模值的空间分布与原型海面的基本一致。

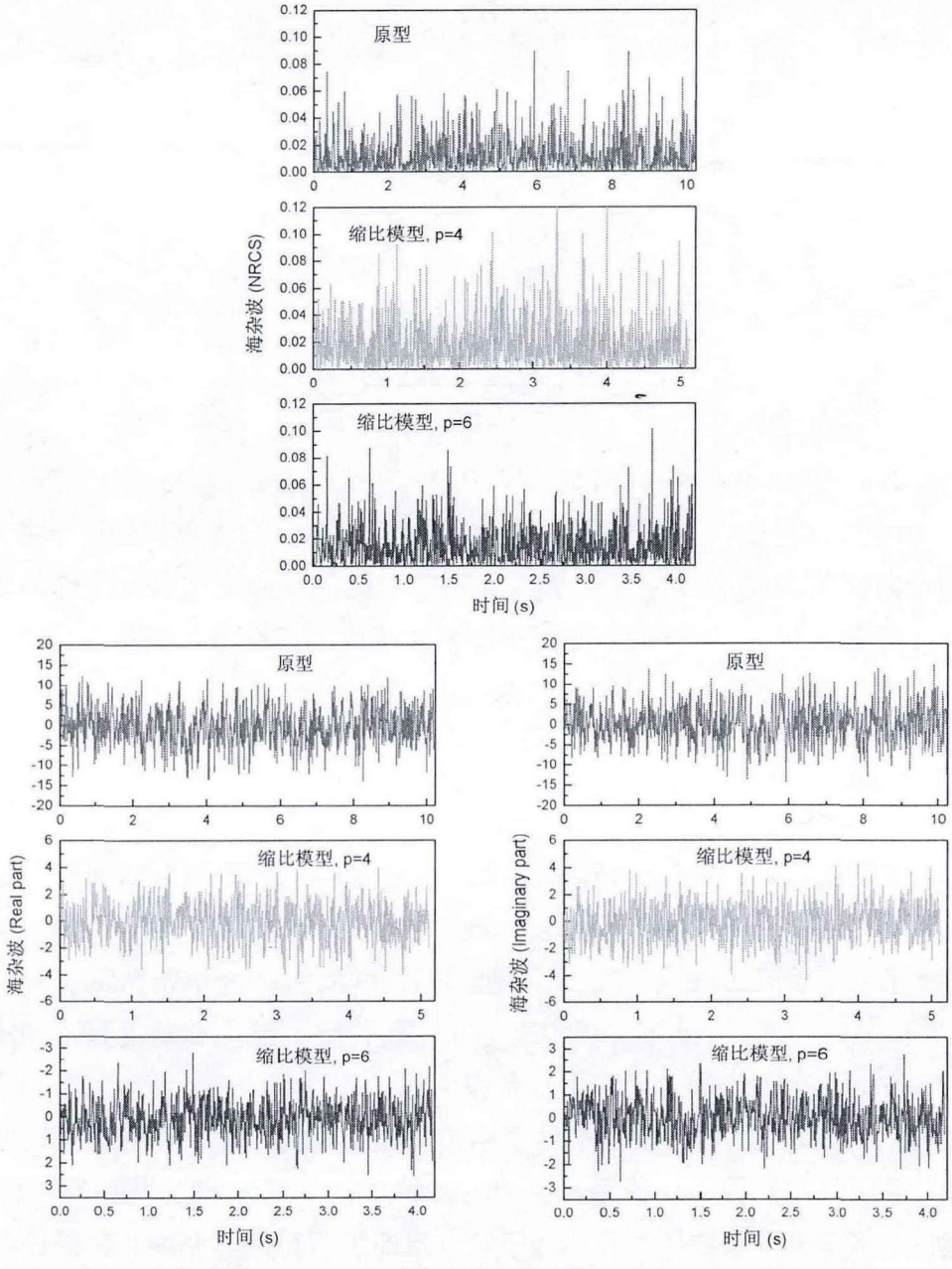


图 4.10 缩比模型海面和原型海面后向杂波序列对比

上面分析了电磁缩比条件对于静态海面的适用性，为了分析海面的动态特性，图4.10给出了HH极化下缩比模型海面和原型海面的后向杂波序列，其中，入射角为$\theta_i = 40^\circ$，时间步 dt = 0.01s，时间采样点数为1024。图4.11给出了缩比模型海面和原

中国知网 https://www.cnki.net

型海面的平均多普勒谱。其中，入射角为$\theta_i = 40^o$，时间步$dt = 0.005s$，时间采样点数为128。多普勒谱是对50个粗糙海面进行平均，其他参数也同上。

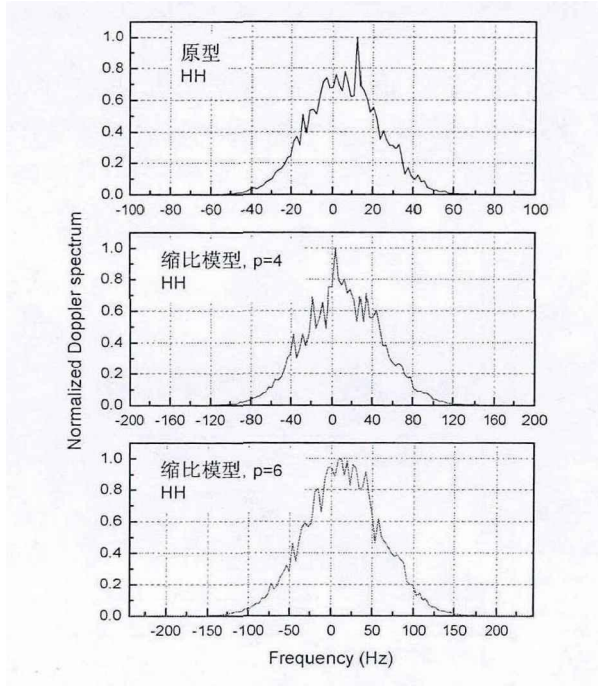


图 4.11 缩比模型海面和原型海面平均多普勒谱对比

从图 4.10 可以看出， 缩比模型海面和原型海面的杂波序列在幅值上基本一致，且它们的时间关系满足$t' = t/\sqrt{p}$，考虑到粗糙海面的几何缩比条件，这可以很容易地理解的。从图 4.11 可以看出，模型和原型的平均多普勒谱在幅值上也是基本一致的，它们的频率满足$f' = f\sqrt{p}$，根据时域杂波序列的情况，这是合理的。

4.6 本章小结

本章首先介绍了缩比理论的基本原理以及缩比模型和原型之间所要满足的缩比条件，然后从海水的介电常数模型出发，推导了海水介电常数的缩比条件，并在理论上求解是否存在一组温度和盐度，从而使得两系统海水的介电常数满足相似性条件$\varepsilon'(f',S',T') \approx \varepsilon(f,S,T)$，结果发现，理论上求解得到的温度和盐度是不切实际的。为此，我们分析了在实验室内用淡水替代海水的可行性和所引入的误差。为了使缩比模型在几何上也满足相似性，我们推导了粗糙海面的几何缩比关系和常见两种海谱的缩比条件。最后通过比较缩比模型和原型的海面高度，以及单双站散射系数、海面散射场模值的空间分布、杂波序列及多普勒谱，验证了所得出的海面几何缩比条件和在实验室内用淡水替代海水的可行性。

中国知网 https://www.cnki.net

第五章　海杂波的幅度统计特性研究

5.1 引言

海杂波由于海面高度起伏的随机性和时变性以及海水介电常数等因素影响通常具有很高的强度，在检测海面上的目标时，雷达必然会受到海面后向散射对发射信号产生的干扰。海面是一个随机的、随时间不断变化的表面，海浪的运动特性和自然环境因素有着非常复杂的关系，并具有各种各样的面貌特征，如漩涡、浪谷、浪花等等，这些特征对海面的散射特性产生很大的影响。通常利用雷达进行海上目标检测之前，需要对海杂波进行模拟统计，了解各种影响因素下海杂波的分布特性，达到减弱杂波影响的效果，所以海杂波特性的研究具有非常重要的意义。

为了进一步地对海杂波进行认识和理解，很多学者从基于雷达实测数据的特性分析和基于仿真海杂波序列的特性分析等方面对其进行了研究，并建立了一些计算海杂波幅度的半经验模型，如 SASS 模型[185]、RADSCAT 模型[184]及 NUSCAT 模型[186]等。目前海杂波背景下的目标检测越来越受到人们关注，研究海杂波的主要意义在于对海杂波的自然机理进行合理的解释，并提出比较实用的理论的或经验的模型；此外，研究海杂波的特性对降低海杂波对目标的干扰作用也有一定的意义。。

对海杂波进行统计建模的前提是掌握海杂波的统计特性，海杂波的统计特性一般包括分布特性和相关性，这些特性会随着各种与其相关的参数的改变表现出显著差异。海杂波幅度分布特性主要包括概率密度分布函数(PDF)特性[187]、海杂波混沌特性[188]和海杂波分形特性[189]等。通常用来描述海杂波幅度 PDF 分布的典型杂波模型有 Log-normal 分布、Weibull 分布、Rayleigh 分布、K 分布等。海杂波的相关特性包括时间相关性和空间相关性。海杂波的时间相关性通常具有一个快速的下降期，其后为一个较长的衰减过程。海杂波的空间相关性是指来自同一杂波距离单元的不同回波间的相关性。

5.2 海杂波统计分布模型及参数估计方法

由于海面高度起伏的随机性和时变性以及海水介电常数等因素影响，海面散射回波幅度变化的概率分布也具有一定的随机性，人们通常用幅度分布函数来描述这种随机性。典型的海杂波幅度分布模型有 Rayleigh 分布[190][191]、Log-normal 分布[192]、Weibull 分布[193]、K 分布[194]等。

中国知网 https://www.cnki.net

5.2.1 常见统计分布模型

(1) 瑞利分布模型

在早期雷达分辨率比较低的情况下，杂波模型都是基于高斯假设的，事实上证明，Rayleigh 分布模型比较适合低分辨率雷达。

Rayleigh 分布的概率密度函数为

$$P_{\mathrm{R}}(x)=\frac{2x}{\sigma^2}\exp\left[-\frac{x^2}{\sigma^2}\right],x>0 \tag{5-1}$$

累积分布函数(CDF)为

$$F_{\mathrm{R}}(x)=1-\exp\left[-\frac{x^2}{\sigma^2}\right] \tag{5-2}$$

各阶原点矩表达式为

$$M_n=\sigma^n\Gamma\left(1+\frac{n}{2}\right) \tag{5-3}$$

式中，x 为海杂波幅度瞬时值；σ 为形状参数。

图 5.1 给出了不同形状参数下 Rayleigh 分布概率密度函数和相应的累积分布函数，从图中可以看到，随着参数σ的减小，杂波分布幅度增大，分布越集中，且拖尾更长。

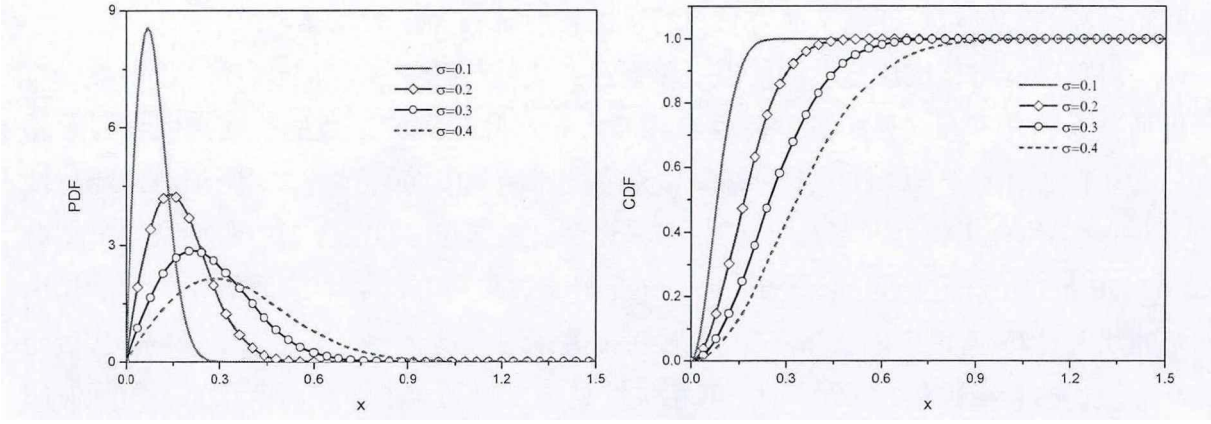


图 5.1 Rayleigh 分布概率密度函数和累积分布函数

(2) 对数-正态分布模型

Log-normal 分布适用于描述低入射角下，平坦区高分辨率的海杂波数据或复杂地形的杂波数据。大量实测数据表明，在一定条件下，Log-normal 分布能很好的模拟海杂波的分布。

Log-normal 分布的概率密度函数为

$$P_{\mathrm{LN}}(x)=\frac{1}{x\sqrt{2\pi\sigma^2}}\exp\left[-\frac{(\ln x-\mu)^2}{2\sigma^2}\right],x>0 \tag{5-4}$$

累积分布函数为

中国知网 https://www.cnki.net

$$F_{\mathrm{LN}}(x)=\frac{1}{2}+\frac{1}{2}\mathrm{erf}\left(\frac{\ln x-\mu}{\sigma\sqrt{2}}\right) \tag{5-5}$$

各阶原点矩表达式为

$$M_n=\exp\left(n\mu+\frac{1}{2}n^2\sigma^2\right) \tag{5-6}$$

式中，σ 为分布的形状参数，μ 为分布的尺度参数。

图 5.2 给出了不同参数时 Log-normal 分布的概率密度函数和相应的累积分布函数。从图中可以看出，形状参数 σ 相同时，PDF 曲线的形状相似，μ 越小，杂波分布幅度越大。

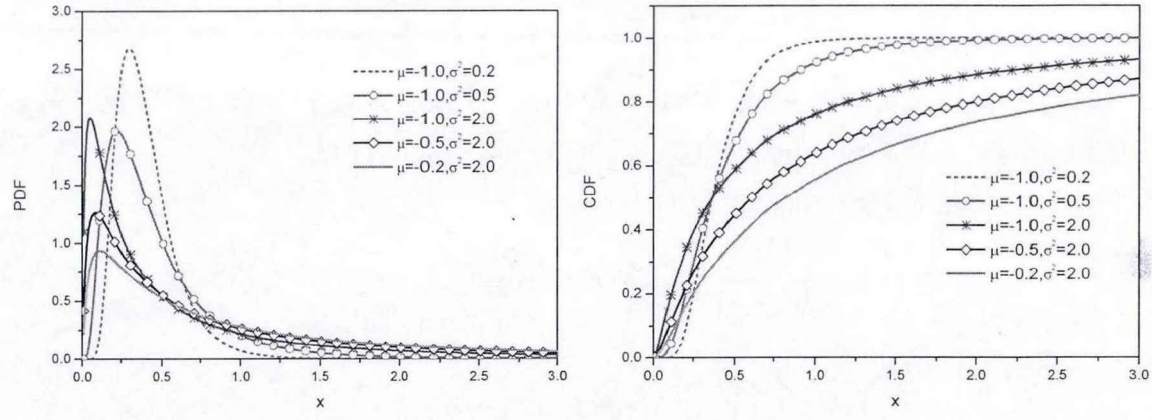


图 5.2 Log-normal 分布概率密度函数和累积分布函数

(3) 韦布尔分布模型

Weibull 分布可描述多种杂波，包括地物杂波，云雨杂波和海杂波等。在低入射角、高分辨率的情况下，一般海情的海杂波通常可以用 Weibull 分布描述。

Weibull 分布概率密度函数为

$$P_{\mathrm{W}}(x)=\frac{p}{q}\left(\frac{x}{q}\right)^{p-1}\exp\left[-\left(\frac{x}{q}\right)^{p}\right],x>0 \tag{5-7}$$

累积分布函数为

$$F_{\mathrm{W}}(x)=1-\exp\left[-\left(\frac{x}{q}\right)^{p}\right] \tag{5-8}$$

各阶原点矩表达式为

$$M_n=q^n\Gamma\left(1+\frac{n}{p}\right) \tag{5-9}$$

式中，$p>0$ 为分布的形状参数，$q>0$ 为分布尺度参数，$\Gamma(\cdot)$ 为 Gamma 函数。图 5.3 给出了不同参数时 Weibull 分布的概率密度函数和相应的累积分布函数，可以看出，形状参数越小，分布的曲线越陡峭。

中国知网 https://www.cnki.net

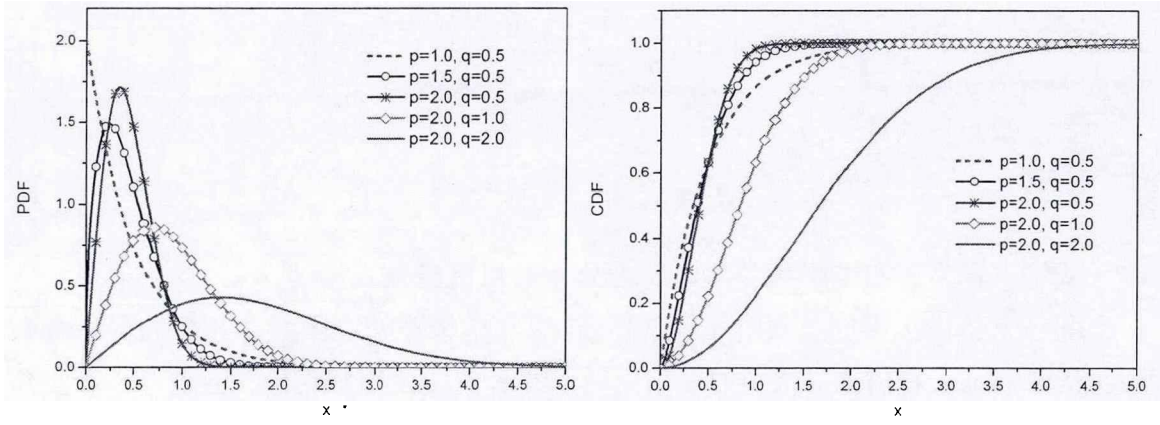


图 5.3 Weibull 分布概率密度函数和累积分布函数

(4) K 分布模型

K 分布能够从海杂波形成的物理机制出发，不仅在幅度的分布上可以比较好地描述了海杂波的拖尾特性，而且能够揭示海杂波运动的物理意义。

K 分布的概率密度函数为[195]

$$P_{\mathrm{K}}(x)=\frac{4}{\sqrt{\lambda}\Gamma(\alpha)}\left(\frac{x}{\sqrt{\lambda}}\right)^{\alpha}K_{\alpha-1}\left(\frac{2x}{\sqrt{\lambda}}\right),x>0 \tag{5-10}$$

累积分布函数为

$$F_{\mathrm{K}}(x)=1-\frac{2}{\Gamma(\alpha)}\left(\frac{x}{\sqrt{\lambda}}\right)^{\alpha}K_{\alpha}\left(\frac{2x}{\sqrt{\lambda}}\right) \tag{5-11}$$

式中，$\Gamma(\cdot)$ 是 gamma 函数，$K_{\alpha-1}(\cdot)$ 是 $\alpha-1$ 阶修正贝塞尔函数，α 是形状参数，λ 是尺度参数。

图 5.4 给出了不同参数时 K 分布的概率密度函数和相应的累积分布函数，可以看出形状参数越小，杂波幅度越大，从而使杂波具有比较长的拖尾。

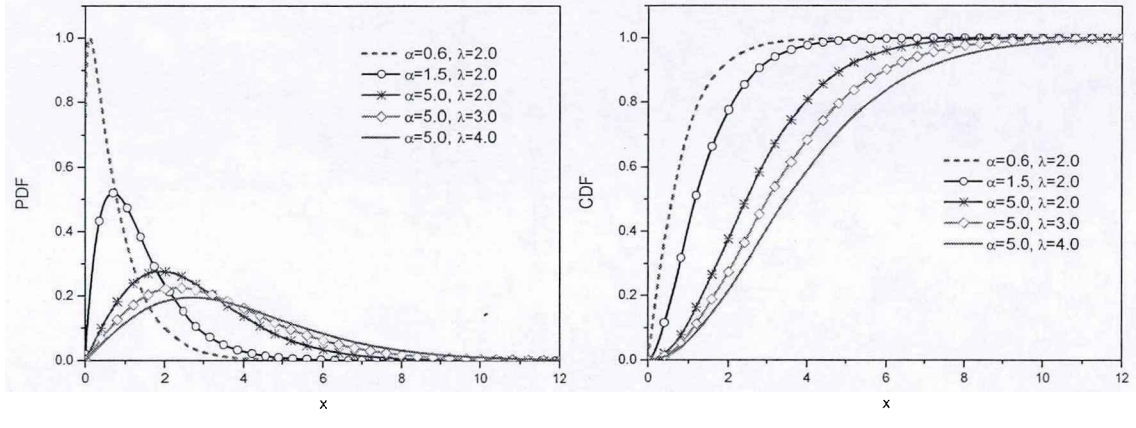


图 5.4 K 分布概率密度函数和累积分布函数

5.2.2 统计分布模型的参数估计方法

参数估计是确定海杂波的分布模型的前提，常见的参数估计方法有矩估计法、最

中国知网 https://www.cnki.net

大似然估计法和混合估计方法等等。矩估计法[196]的基本思路是令根据实验数据计算的各阶矩的实验值与根据统计分布模型计算得到的各阶矩的理论值相等，然后通过列方程组求出模型的参数。最大似然估计[197]也是一种常用的求解模型参数的方法，它适用于被估计量的先验分布为非随机的未知参量的情况。

(1) 矩估计法

设 X 的概率密度为 $f(x;\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k)$，其中 $\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k$ 是待估参数，$X_1,X_2,\cdots,X_n$ 为 X 的样本。如果总体矩存在，那么有

$$\mu_l = E\left(X^l\right) = \mu_l\left(x;\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k\right), l = 1,2,\cdots,k \tag{5-12}$$

其中，μ_l 是参数 $\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k$ 的函数。用样本矩 $A_l = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} X_i^l\left(l=1,2,\cdots,k\right)$ 来代替总体矩 μ_l，那么可以得到包含 k 个待估计参数 $\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k$ 的联立方程组

$$\begin{cases} A_1 = \mu_1\left(\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k\right) \\ A_2 = \mu_2\left(\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k\right) \\ \cdots \\ A_k = \mu_k\left(\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k\right) \end{cases} \tag{5-13}$$

对上式求解得到 $\hat{\theta}_1,\hat{\theta}_2,\cdots,\hat{\theta}_k$，即

$$\begin{cases} \hat{\theta}_1 = \theta_1\left(A_1,A_2,\cdots,A_k\right) \\ \hat{\theta}_2 = \theta_2\left(A_1,A_2,\cdots,A_k\right) \\ \cdots \\ \hat{\theta}_k = \theta_k\left(A_1,A_2,\cdots,A_k\right) \end{cases} \tag{5-14}$$

计算得到的 $\hat{\theta}_1,\hat{\theta}_2,\cdots,\hat{\theta}_k$ 分别为 $\theta_1,\theta_2,\cdots,\theta_k$ 的矩估计值。

(2) 最大似然估计法

设 X 的概率密度为 $f(x;\theta)$，其中 θ 为待估参数，则 $X_1,X_2,\cdots,X_n$ 的联合概率密度为：$\prod_{i=1}^{n} f(x_i,\theta)$。

设 $x_1,x_2,\cdots,x_n$ 为样本 $X_1,X_2,\cdots,X_n$ 的一个对应样本值，则随机点 $(X_1,X_2,\cdots,X_n)$ 位于点 $(x_1,x_2,\cdots,x_n)$ 范围内的概率可以近似地表示为 $\prod_{i=1}^{n} f(x_i,\theta)dx_i$，其值和 θ 的取值有关。选择合适的 $\hat{\theta}$ 值，能够使表达式 $\prod_{i=1}^{n} f(x_i,\theta)$ 的值达到最大，但 $\prod_{i=1}^{n} dx_i$ 与 θ 没有关系，因此直接求解下式

$$L(\theta) = L(x_1,x_2,\cdots,x_n;\theta) = \prod_{i=1}^{n} f(x_i;\theta) \tag{5-15}$$

并得到其最大值，这里 $L(\theta)$ 是 $X_1,X_2,\cdots,X_n$ 的似然函数。若

$$L\left(x_1,x_2,\cdots,x_n;\hat{\theta}\right) = \max_{\theta\in\Theta} L\left(x_1,x_2,\cdots,x_n;\theta\right) \tag{5-16}$$

则称计算得到的 $\hat{\theta}(x_1,x_2,\cdots,x_n)$ 就是 θ 的似然估计值。

在很多情况下，如果 $f(x;\theta)$ 关于 θ 可微，这时求解如下方程便能得到 $\hat{\theta}$ 的值

中国知网 https://www.cnki.net

$$\frac{d}{d\theta}L(\theta)=0 \text{ 或 } \frac{d}{d\theta}\ln L(\theta)=0 \tag{5-17}$$

该方法的优点是在样本数足够多的前提条件下能够精确的解得分布的参数估计值，但是该方法的似然方程组求解过程比较复杂，且运算量大。下面我们给出常见杂波模型的分布参数估计方法：

(1)Rayleigh 分布参数估计

Rayleigh 分布的各阶矩为

$$M_n=\sigma^n\Gamma\left(1+\frac{n}{2}\right) \tag{5-18}$$

对于单参数σ的 Rayleigh 分布，根据分布的二阶矩，即

$$M_2=\sigma^2 \tag{5-19}$$

则可以很容易地求得该分布的估计值为

$$\hat{\sigma}^2=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}x_i^2 \tag{5-20}$$

(2) Log-normal 分布参数估计

通过计算，Log-normal 分布的似然函数可以表示为

$$L\left(\mu_c,\sigma_c^2\right)=\prod_{i=1}^{n}\frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma_c^2}}\exp\left[-\frac{\left(\ln x_i-\mu_c\right)^2}{2\sigma_c^2}\right] \tag{5-21}$$

两边取对数得

$$\ln L\left(\mu_c,\sigma_c^2\right)=-\frac{n}{2}\ln\left(2\pi\sigma_c^2\right)-\ln\prod_{i=1}^{n}x_i-\frac{1}{2\sigma_c^2}\sum_{i=1}^{n}\left(\ln x_i-\mu_c\right)^2 \tag{5-22}$$

似然方程组为

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\ln L\left(\mu_c,\sigma_c^2\right)}{\partial\mu_c}=\dfrac{1}{\sigma_c^2}\sum_{i=1}^{n}\left(\ln x_i-\mu_c\right)=0\\ \dfrac{\partial\ln L\left(\mu_c,\sigma_c^2\right)}{\partial\sigma_c^2}=-\dfrac{n}{2\sigma_c^2}+\dfrac{1}{2\sigma_c^4}\sum_{i=1}^{n}\left(\ln x_i-\mu_c\right)^2=0\end{cases} \tag{5-23}$$

求解方程(5-20)可得μ_c,σ_c^2的估计值分别为

$$\begin{aligned}\hat{\mu}_c&=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\ln x_i\\ \hat{\sigma}_c^2&=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(\ln x_i-\hat{\mu}_c\right)^2\end{aligned} \tag{5-24}$$

(3) Weibull 分布参数估计

通过计算，Weibull 分布的似然函数可以表示为

$$L(p,q)=\prod_{i=1}^{n}\frac{p}{q}\left(\frac{x_i}{q}\right)^{p-1}\exp\left[-\left(\frac{x_i}{q}\right)^p\right] \tag{5-25}$$

中国知网 https://www.cnki.net

两边取对数得

$$\ln L(p,q)=n\ln p-np\ln q+\sum_{i=1}^{n}\ln x_i-\frac{1}{q^p}\sum_{i=1}^{n}x_i^p \tag{5-26}$$

将式(5-23)分别对 p 和 q 求导数得

$$\begin{cases}\dfrac{\partial\ln L(p,q)}{\partial p}=\dfrac{n}{p}-n\ln q+\sum_{i=1}^{n}\ln x_i-\sum_{i=1}^{n}\left(\dfrac{x_i}{q}\right)^p\ln\left(\dfrac{x_i}{q}\right)=0\\ \dfrac{\partial\ln L(p,q)}{\partial q}=-\dfrac{np}{q}+\dfrac{p}{q}\sum_{i=1}^{n}\left(\dfrac{x_i}{q}\right)^p=0\end{cases} \tag{5-27}$$

求解方程组(5-27)便可得到 p 和 q 的估计值

$$\hat{q}=\left(\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}x_i^p\right)^{\frac{1}{p}},\frac{1}{\hat{p}}=\frac{\sum_{i=1}^{n}x_i^p\ln x_i}{\sum_{i=1}^{n}x_i^p}-\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\ln x_i \tag{5-28}$$

由于最大似然估计法要求足够多的样本数才能保证一定的估计精确度，因此，可以利用了 MENON 提出的参数估计方法[198]：

$$\begin{aligned}\hat{p}&=\left\{\frac{6}{\pi^2}\frac{n}{n-1}\left[\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(\ln x_i)^2-\left(\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\ln x_i\right)^2\right]\right\}^{-1/2}\\ \hat{q}&=\exp\left(\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\ln x_i+\gamma\hat{p}^{-1}\right)\end{aligned} \tag{5-29}$$

式中，$\gamma=-\varphi(1)=0.5772$，为欧拉常数。

(4) K 分布

K 分布的参数估计方法比较多，散见于各类文献中，基本上可以分为矩估计方法、最大似然的估计方法和混合估计方法。下面将介绍一种比较适用的 K 分布参数估计方法。

K 分布的参数估计比较复杂，其形状参数 α 的非线性矩方程可以由 K 分布的前两阶矩给出[199]

$$D=\frac{E[X]^2}{\mathrm{Var}\{X\}}=\left[\frac{4\alpha\Gamma^2(\alpha)}{\pi\Gamma^2(\alpha+1/2)}-1\right]^{-1}=g(\alpha) \tag{5-30}$$

根据矩估计，矩比值 D 的估计值为

$$\hat{D}=T(X)=\frac{\bar{X}^2}{\hat{\sigma}^2} \tag{5-31}$$

式中，$\bar{X}=n^{-1}\sum_{i=1}^{n}X_i$ 为样本的平均值，$\hat{\sigma}^2=n^{-1}\sum_{i=1}^{n}(X_i-\bar{X})^2$ 是样本的方差。这样，K 分布的形状参数可以估计为

中国知网 https://www.cnki.net

$$\hat{\alpha}=g^{-1}\left(\hat{D}\right)\approx\frac{1}{4\ln\left[\left(1+\frac{1}{\hat{D}}\right)\pi/4\right]} \tag{5-32}$$

得到 K 分布形状参数的估计值之后，根据二阶矩，就可以解得尺度参数的估计值：

$$\hat{\lambda}=\left[\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}X_i^2\right]/\hat{\alpha} \tag{5-33}$$

从上面可以看出，K 分布的参数估计关键在于矩比值的估计，Douglas 根据贝叶斯估计(Bayesian Estimation)给出了矩比值 D 的估计值为[195]

$$\hat{D}=a_t b_t\left[1-\frac{\left(d_{\max}/b_t\right)^{a_t}e^{-d_{\max}/b_t}}{\Gamma\left(a_t+1\right)F_G\left(d_{\max}\mid a_t,b_t\right)}\right] \tag{5-34}$$

式中，$d_{\max}=\pi/\left(4-\pi\right)$，$F_G\left(d\mid a,b\right)$是参数为$\left(a,b\right)$的 gamma 分布的累积分布函数，$a_t$，$b_t$为 gamma 参数。

下面给出 gamma 参数$\left(a_t,b_t\right)$的估计：

① 分析近似方法

$$a_t=\frac{m_1^2}{m_2-m_1^2},b_t=\frac{m_2-m_1^2}{m_1} \tag{5-35}$$

式中，m_1,m_2为 gamma 分布的前两阶矩。

$$m_1=\frac{\bar{X}^2}{\hat{\sigma}^2}\left(1-\frac{1}{n}\right)+\frac{1}{n} \tag{5-36}$$

$$m_2=\frac{\bar{X}^4}{\hat{\sigma}^4}\left[1+\frac{\left(\hat{\eta}_4-3\right)}{n}+\frac{\left(5-2\hat{\eta}_4\right)}{n^2}\right]+\frac{6\bar{X}^2}{\hat{\sigma}^2}\left(1-\frac{1}{n}\right)+\frac{3}{n^2} \tag{5-37}$$

样本的峰度系数$\hat{\eta}_4$可表示为

$$\hat{\eta}_4=\frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\left(X_i-\bar{X}\right)^4/\hat{\sigma}^4 \tag{5-38}$$

② 自举方法

基于自举方法(Bootstrap-Based Approach)，gamma 参数a_t,b_t可表示为

$$a_t=\frac{\tilde{D}_\Sigma}{2\left(\tilde{D}_\Sigma-\tilde{D}_\pi\right)},b_t=\frac{\tilde{D}_\Sigma}{a_t} \tag{5-39}$$

式中，$\tilde{D}_\Sigma,\tilde{D}_\pi$分别为自举样本$\tilde{D}_i$的算术平均值和几何平均值

$$\begin{aligned}&\tilde{D}_i=T\left(\tilde{X}_i\right)\\&\tilde{D}_\Sigma=\frac{1}{m}\sum_{i=1}^{m}\tilde{D}_i,\tilde{D}_\pi=\left(\prod_{i=1}^{m}\tilde{D}_i\right)^{1/m}\end{aligned} \tag{5-40}$$

中国知网 https://www.cnki.net

5.2.3 模型拟合精度评价准则

确定各种海杂波幅度分布模型以及分布的参数估计值以后，还需要对海杂波幅度分布进行拟合检验，验证哪种分布模型与实际海杂波的幅度分布拟合比较好。通常定量地分析其拟合程度好坏的方法有均方差(MSD)检验法、χ^2 检验方法[200]和 K-S 检验法[200]。

(1) 均方差检验

均方差(MSD)检验法是一种非常直接的检验方法，其表达式如下

$$\mathrm{msd}=\frac{1}{n}\sum_{k=1}^{n}\left(p_e\left(x_k\right)-p_t\left(x_k\right)\right)^2 \tag{5-41}$$

其中，n 为杂波数据的数目，$p_e\left(x_k\right)$ 为实际海杂波数据的概率密度函数，$p_t\left(k\right)$ 为各类分布模型的理论概率密度函数。均方差检验法的判断标准是 MSD 值越小，两种分布拟合的越好。

(2) χ^2 检验

卡方检验的具体步骤如下所示

① 设 $X_1,X_2,\cdots,X_n$ 为观测样本，按照幅度大小顺序将这 n 个样本划分为 k 个相邻的区间 $[a_0,a_1)$、$[a_1,a_2)$、$\cdots$、$[a_{k-1},a_k)$。

② 计算出落在所有区间上样本 $X_1,X_2,\cdots,X_n$ 的数目 $N_j, j=1,2,\cdots,k$。

③ 根据预测分布 $\hat{f}\left(x\right)$ 的 PDF，计算出每个区间上 $\hat{f}\left(x\right)$ 的概率 $p_j=\int_{a_{j-1}}^{a_j}\hat{f}\left(x\right)dx$。

④ 计算落在每个区间上 $\hat{f}\left(x\right)$ 的期望数 $np_j, j=1,2,\cdots,k$。

⑤ 计算出检验统计量 $\chi^2=\sum_{j=1}^{k}\left(N_j-np_j\right)^2/np_j$。

⑥ 当 n 足够大时，检验统计量将接近于 χ^2 分布，$\left(k-m-1\right)$ 为分布的自由度，m 为待估分布的参数个数。

⑦ 定义零假设 H_0：样本 $X_1,X_2,\cdots,X_n$ 是符合 $\hat{f}\left(x\right)$ 分布的一组独立的随机变量。假设 H_0 为真时：$\chi^2\le\chi^2_{1-a}\left(k-m-1\right)$，反之，当 $\chi^2>\chi^2_{1-a}\left(k-m-1\right)$，则拒绝 H_0。其中 $\chi^2_{1-a}\left(k-m-1\right)$ 表示自由度为 $\left(k-m-1\right)$ 的 χ^2 分布接近分位数 $\left(1-a\right)$ 上的数值，在实际应用中我们取 $a=0.05$。

(3) K-S 检验

K-S 检验法的基本思路如下：

① 首先根据样本 $X_1,X_2,\cdots,X_n$，计算经验累积分布函数 $F_n\left(x\right)$。

$$F_n\left(x\right)=\frac{1}{n}\left|\left\{X_k:X_k\le x\right\}\right| \tag{5-42}$$

其中，$|\cdot|$ 表示集合的势。

② 设 $F\left(x\right)$ 是理论 CDF，在观测样本的取值范围内，找出 $F_n\left(x\right)$ 与 $F\left(x\right)$ 差值的

中国知网 https://www.cnki.net

最大值D，令

$$D=\max_i\left|F_n(x)-F(x)\right| \tag{5-43}$$

③ 设检验水平为$a(a=0.05)$，通过查表计算出临界值$D_{n,1-a}$，然后根据以下假设衡量检验结果是否准确。

$$\begin{cases}H_0:F_n(x)=F(x),D\le D_{n,1-a}\\H_1:F_n(x)\ne F(x),D>D_{n,1-a}\end{cases} \tag{5-44}$$

5.3 海杂波幅度统计特性分析

当雷达对时变海面照射探测时，在特定时刻雷达天线波束将照亮一片海区，这片海区可以用距离—方位的二维图表示，考虑到海面随时间的运动，在研究其散射回波时，还需要考虑时间维，即需要将海面看成是距离—方位—时间所组成的三维空间，下面将针对三维空间的海杂波幅度的分布特性和相关特性进行分析。

5.3.1 海杂波的幅度分布特性

表 5.1 给出了入射频率为 5GHz 时不同条件下各种统计分布模型的参数估计值，其中，二维海面模拟参数为$M=N=128$，离散间隔选取为$\Delta x=\Delta y=18\lambda_h$，时间采样点数$N_t=128$，时间间隔$\Delta t=10\text{ms}$。

表 5.1 5GHz 不同条件下海杂波幅度分布模型的参数估计值

$\theta_i=40^\circ,u=5\text{m/s},\varphi_w=0^\circ$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-2.010420	-2.697181	-1.886059
	σ^2	4.815463E-02	2.023403E-01	1.203296
Weibull	p	5.835310	2.850704	1.169109
	q	1.478577E-01	8.252082E-02	2.484907E-01
Rayleigh	σ^2	2.403144E-02	7.106057E-03	6.481555E-02
$\theta_i=50^\circ,u=5\text{m/s},\varphi_w=0^\circ$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-1.130148	-2.056040	-2.017550
	σ^2	2.951330E-02	2.301330E-01	1.211163
Weibull	p	7.464392	2.672629	1.165265
	q	3.489520E-01	1.588059E-01	2.182285E-01
Rayleigh	σ^2	1.368551E-01	2.604689E-02	5.031100E-02

中国知网 https://www.cnki.net

续表

$\theta_i=50°, u=7\text{m/s}, \varphi_w=0°$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-1.104288	-2.056487	-1.940499
	σ^2	3.693485E-02	2.970948E-01	1.202730
Weibull	p	6.668521	2.352134	1.169370
	q	3.614137E-01	1.634754E-01	2.352986E-01
Rayleigh	σ^2	1.452021E-01	2.764921E-02	5.837203E-02
$\theta_i=50°, u=10\text{m/s}, \varphi_w=0°$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-1.112661	-2.054284	-1.865728
	σ^2	4.886561E-02	3.844131E-01	1.232810
Weibull	p	5.803517	2.068483	1.155042
	q	3.630541E-01	1.694429E-01	2.551239E-01
Rayleigh	σ^2	1.445601E-01	3.005562E-02	6.867937E-02
$\theta_i=60°, u=5\text{m/s}, \varphi_w=0°$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-7.502090E-01	-1.926023	-2.118520
	σ^2	3.340073E-02	3.510297E-01	1.235628
Weibull	p	7.015134	2.164312	1.153680
	q	5.127690E-01	1.902658E-01	1.982537E-01
Rayleigh	σ^2	2.930706E-01	3.699037E-02	4.183031E-02
$\theta_i=50°, u=5\text{m/s}, \varphi_w=90°$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-1.414039	-2.196860	-2.566536
	σ^2	4.847604E-01	6.605923E-01	1.808684
Weibull	p	1.842669	1.575887	9.529827E-01
	q	3.326058E-01	1.603189E-01	1.407375E-01
Rayleigh	σ^2	1.076266E-01	2.638854E-02	2.416922E-02

中国知网 https://www.cnki.net

续表

$\theta_i = 50^\circ, u = 5\text{m/s}, \varphi_w = 180^\circ$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-1.168339	-2.097038	-1.945477
	σ^2	3.243547E-02	2.473889E-01	1.235496
Weibull	p	7.147564	2.576708	1.153424
	q	3.370297E-01	1.536572E-01	2.357334E-01
Rayleigh	σ^2	1.271868E-01	2.432267E-02	5.870022E-02

表 5.2 给出了 5GHz 不同条件下各种统计分布模型的 K-S 检验值，从 K-S 检验值可以看出，风向为 $\varphi_w = 0^\circ$ 和 $\varphi_w = 180^\circ$ 时，HH 和 VV 极化的海杂波符合 Log-normal 分布；HV 极化的海杂波符合 Weibull 分布，而风向为 $\varphi_w = 90^\circ$ 时，HH、VV 和 HV 极化的海杂波均符合 Weibull 分布。

表 5.2 5GHz 不同条件下各统计分布模型的 K-S 检验值

$\theta_i = 40^\circ, u = 5\text{m/s}, \varphi_w = 0^\circ$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	1.101302E-01	7.574904E-02	8.526796E-02
Weibull	1.781969E-01	1.417228E-01	3.223640E-02
Rayleigh	2.458664E-01	1.070129E-01	1.391811E-01
$\theta_i = 50^\circ, u = 5\text{m/s}, \varphi_w = 0^\circ$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	5.150652E-02	2.904014E-02	8.307749E-02
Weibull	1.213009E-01	8.976111E-02	3.051603E-02
Rayleigh	2.962421E-01	6.791872E-02	1.434724E-01
$\theta_i = 50^\circ, u = 7\text{m/s}, \varphi_w = 0^\circ$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	4.560494E-02	2.749544E-02	8.415040E-02
Weibull	1.142054E-01	8.069235E-02	3.123480E-02
Rayleigh	2.763061E-01	6.570435E-02	1.426141E-01

中国知网 https://www.cnki.net

续表

$\theta_i=50^\circ, u=10\text{m/s}, \varphi_w=0^\circ$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	4.639316E-02	2.583428E-02	8.503190E-02
Weibull	1.118969E-01	7.458159E-02	3.304803E-02
Rayleigh	2.507183E-01	8.230975E-02	1.453316E-01
$\theta_i=60^\circ, u=5\text{m/s}, \varphi_w=0^\circ$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	3.782552E-02	2.503073E-02	8.066770E-02
Weibull	5.968964E-02	5.704123E-02	2.932805E-02
Rayleigh	2.801958E-01	4.984939E-02	1.488540E-01
$\theta_i=50^\circ, u=5\text{m/s}, \varphi_w=90^\circ$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	1.297157E-01	5.598998E-02	6.781101E-02
Weibull	7.300571E-02	2.518038E-02	3.875934E-02
Rayleigh	7.302028E-02	8.586460E-02	2.276347E-01
$\theta_i=50^\circ, u=5\text{m/s}, \varphi_w=180^\circ$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	4.960895E-02	2.569035E-02	8.591372E-02
Weibull	1.180499E-01	8.443171E-02	3.423864E-02
Rayleigh	2.852598E-01	6.912607E-02	1.462212E-01

表 5.3 给出了不同频率下各种统计分布模型的参数估计值，其中，入射角为 $\theta_i=50^\circ$，二维海面模拟参数为 $M=N=128$，离散间隔选取为 $\Delta x=\Delta y=18\lambda_h$，风速为 5m/s，风向为 $\varphi_w=0^\circ$，时间采样点数 $N_t=128$，10GHz 时 $\Delta t=5\text{ms}$，14GHz 时 $\Delta t=1\text{ms}$。

表 5.4 给出了不同频率下各种统计分布模型的 K-S 检验值，从 K-S 检验值可以看出，频率 10GHz 和 14GHz 时，风向 $\varphi_w=0^\circ$ 条件下 HH 和 VV 极化的海杂波符合 Log-normal 分布；HV 极化的海杂波符合 Weibull 分布，这和 5GHz 时的结论一致。

中国知网 https://www.cnki.net

表 5.3 不同频率下海杂波幅度分布模型的参数估计值

$f=10\text{GHz}$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-1.319793	-2.293477	-1.845660
	σ^2	5.902977E-02	3.926954E-01	1.215318
Weibull	p	5.269264	2.045516	1.163051
	q	2.981222E-01	1.338147E-01	2.594011E-01
Rayleigh	σ^2	9.650498E-02	1.879222E-02	7.058326E-02
$f=14\text{GHz}$				
模型	参数	极化方式		
		VV	HH	HV&VH
Log-normal	μ	-1.422447	-2.371365	-1.837114
	σ^2	8.365431E-02	4.828532E-01	1.252646
Weibull	p	4.410372	1.843612	1.146159
	q	2.748379E-01	1.276728E-01	2.635482E-01
Rayleigh	σ^2	8.052815E-02	1.743677E-02	7.364128E-02

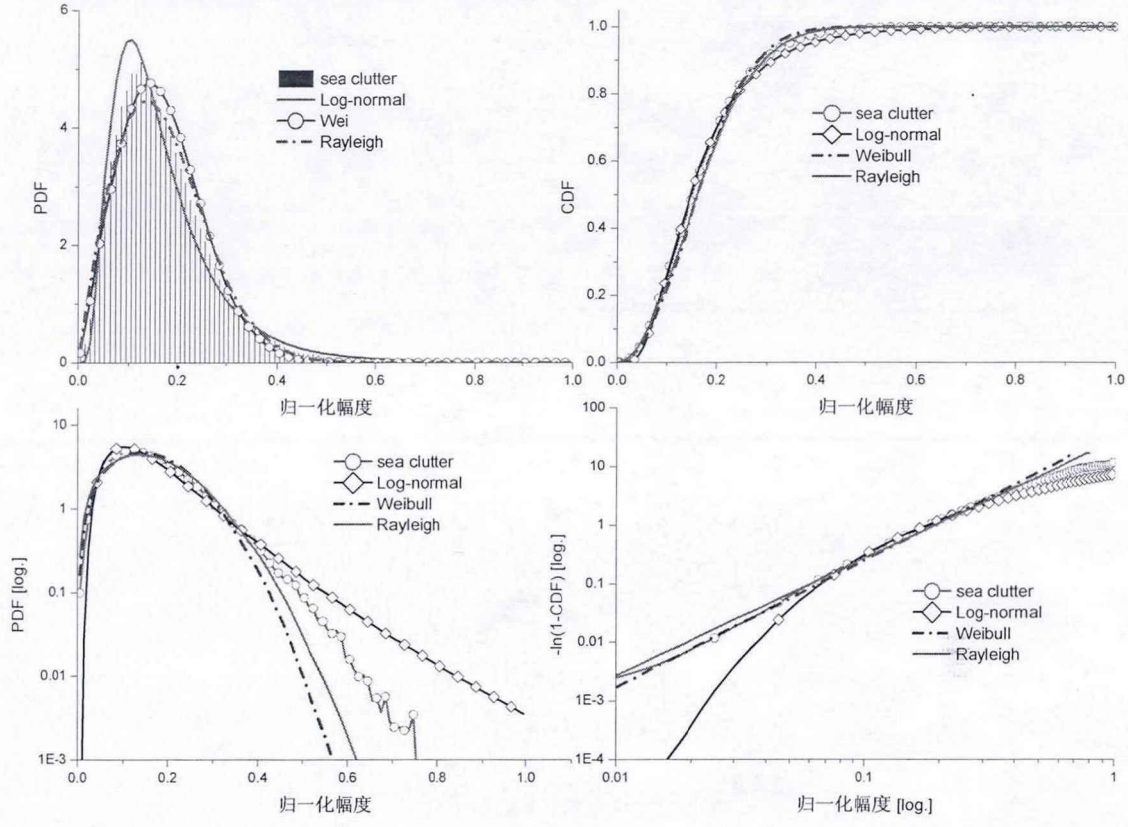
表 5.4 不同频率下各统计分布模型的 K-S 检验值

$f=10\text{GHz}$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	4.414874E-02	3.166094E-02	8.803934E-02
Weibull	1.106164E-01	8.096710E-02	3.589392E-02
Rayleigh	2.269365E-01	9.076217E-02	1.412490E-01
$f=14\text{GHz}$			
模型	K-S 检验值		
	VV	HH	HV&VH
Log-normal	4.199487E-02	3.260496E-02	8.455774E-02
Weibull	1.085407E-01	8.146501E-02	3.390813E-02
Rayleigh	1.882581E-01	1.187017E-01	1.459598E-01

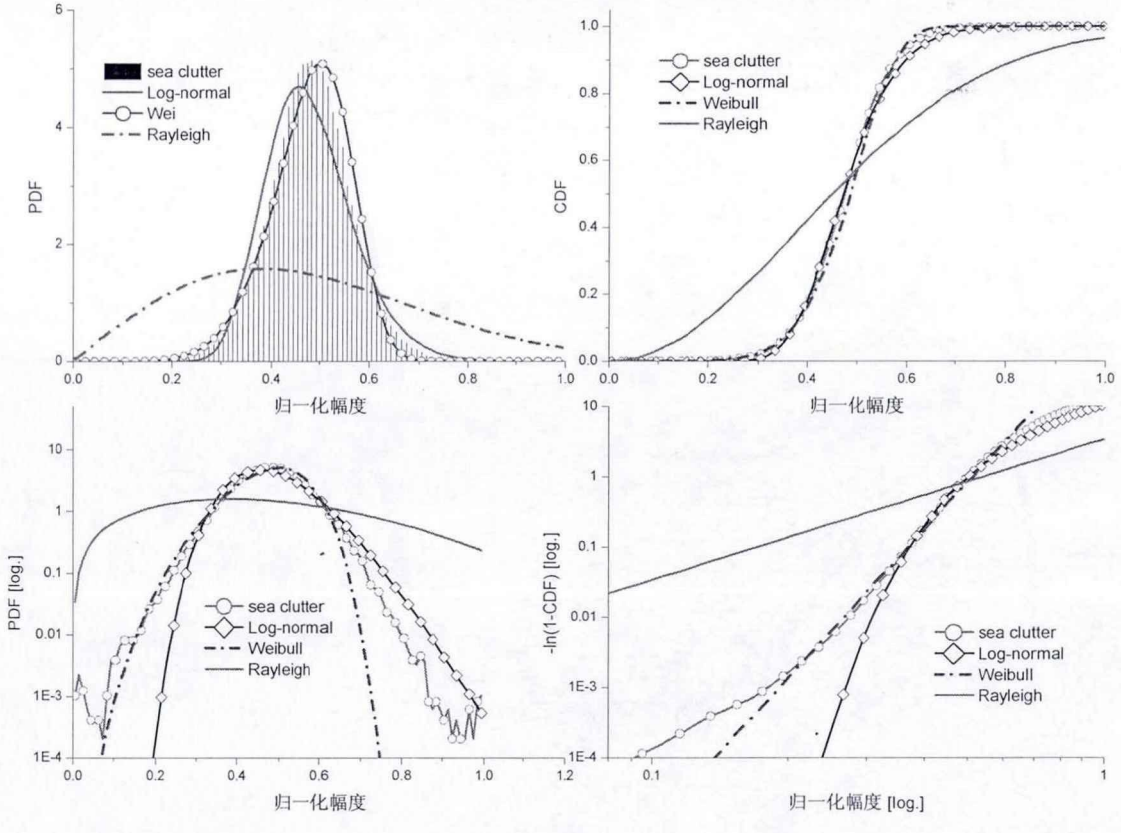
图 5.5 给出了 5GHz 不同极化条件下海杂波 PDF 和其他统计分布模型的拟合情况，其中，入射角 $\theta_i=60^\circ$，风速为 5m/s，风向为 $\varphi_w=0^\circ$。从 PDF [log.]的分布可以看出服从不同分布模型的海杂波幅度的拖尾情况，从-ln(1-CDF) [log.]的分布可以看

中国知网 https://www.cnki.net

出，海杂波幅度不同分布模型的累积分布函数在其值接近 1 的时候的拟合情况。

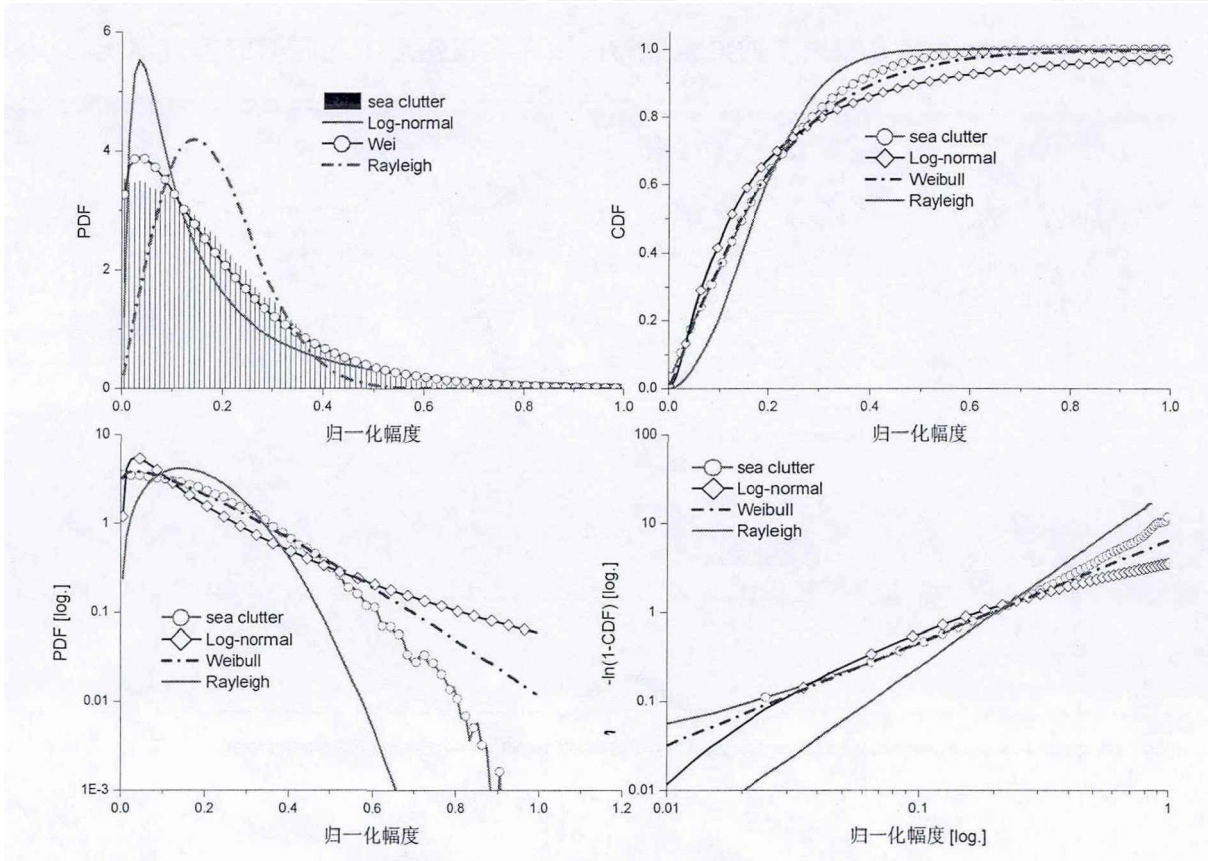


(a) HH 极化



(b) VV 极化

中国知网 https://www.cnki.net



(c) HV&VH 极化

图 5.5 不同极化条件下海杂波幅度 PDF 分布

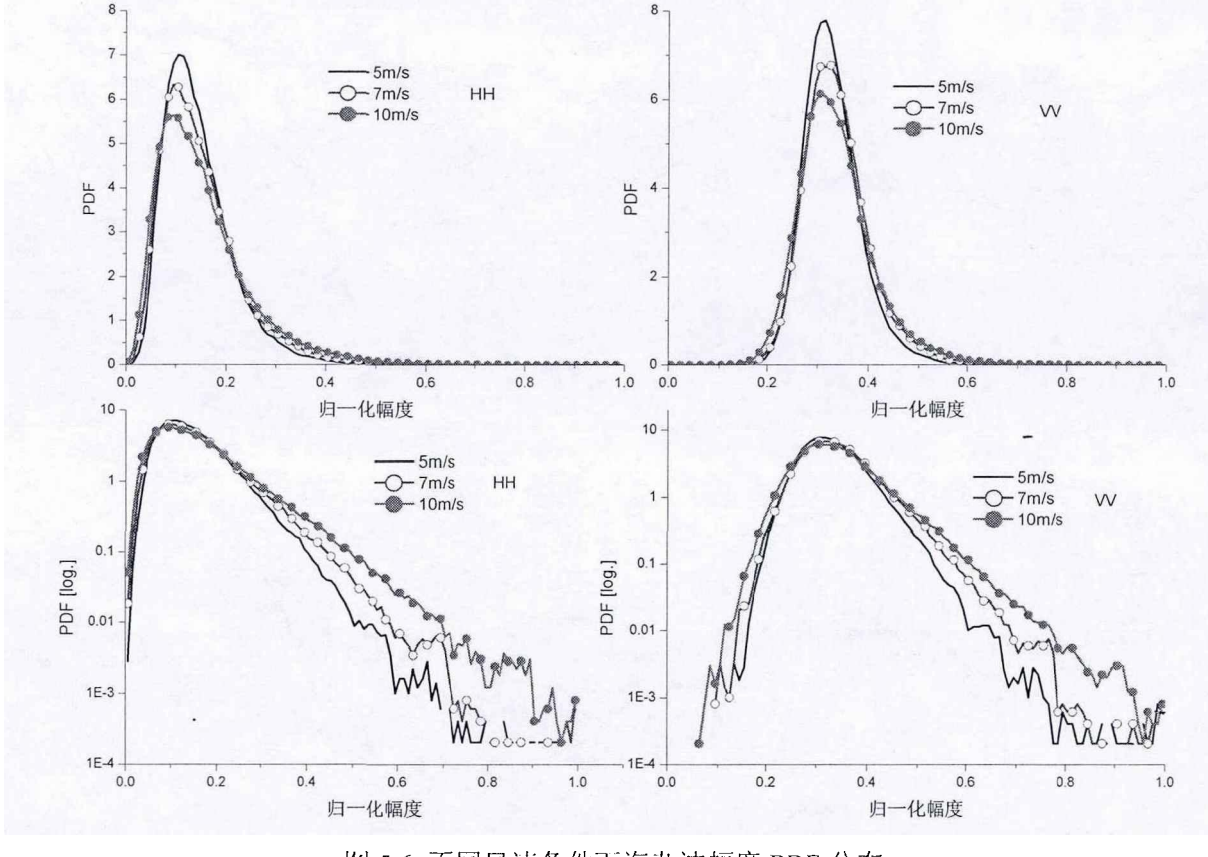


图 5.6 不同风速条件下海杂波幅度 PDF 分布

中国知网 https://www.cnki.net

图 5.6 给出了频率为 5GHz，入射角 $\theta_i = 50^\circ$，风向为 $\varphi_w = 0^\circ$，不同风速（$u = 5\text{m/s}, 7\text{m/s}, 10\text{m/s}$）条件下海杂波 PDF 的分布情况，可以看出，随着风速的增大，海杂波 PDF 曲线的峰值逐渐减小。表 5.5 给出了相应条件下海杂波幅度符合较好的统计分布模型 Log-normal 分布的参数估计值。从表 5.5 中可以看出，同一入射角不同风速下，Log-normal 分布的参数 μ 值基本相近，参数 σ^2 值则随着风速的增大而变大。

表 5.5 不同风速时海杂波幅度 PDF 参数估计值

风速	Log-normal 分布参数估计值			
	HH 极化		VV 极化	
	μ	σ^2	μ	σ^2
$u = 5\text{m/s}$	-2.056040	2.301330E-01	-1.130148	2.951330E-02
$u = 7\text{m/s}$	-2.056487	2.970948E-01	-1.104288	3.693485E-02
$u = 10\text{m/s}$	-2.054284	3.844131E-01	-1.112661	4.886561E-02

图 5.7 给出了频率为 5GHz，风速为 $u = 5\text{m/s}$，风向为 $\varphi_w = 0^\circ$ 时海杂波 PDF 在不同入射角（$\theta_i = 40^\circ, 50^\circ, 60^\circ$）条件下的分布情况，可以看出，随着入射角的增大，海杂波 PDF 曲线的峰值逐渐减小且向右移动。表 5.6 给出了相应条件下海杂波幅度符合较好的统计分布模型 Log-normal 分布的参数估计值。从表 5.6 中可以看出，HH 极化时，Log-normal 分布的参数 μ 和 σ^2 值都随着入射角的增大而变大。VV 极化时，Log-normal 分布的参数 μ 值随着入射角的增大而变大，参数 σ^2 值没有一定的规律。

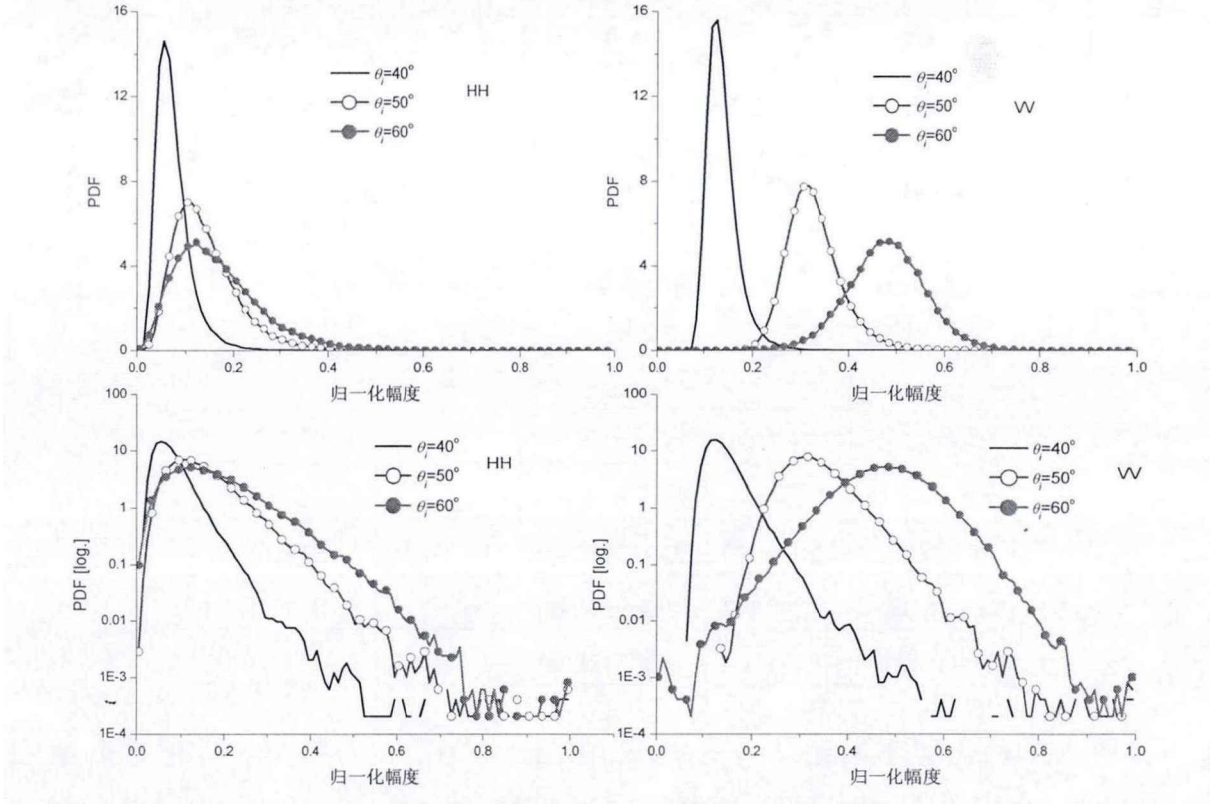


图 5.7 不同入射角条件下海杂波幅度 PDF 分布

中国知网 https://www.cnki.net

表 5.6 不同入射角时海杂波幅度 PDF 参数估计值

入射角	Log-normal 分布参数估计值			
	HH 极化		VV 极化	
	μ	σ^2	μ	σ^2
$\theta_i = 40^\circ$	-2.697181	2.023403E-01	-2.010420	4.815463E-02
$\theta_i = 50^\circ$	-2.056040	2.301330E-01	-1.130148	2.951330E-02
$\theta_i = 60^\circ$	-1.926023	3.510297E-01	-7.502090E-01	3.340073E-02

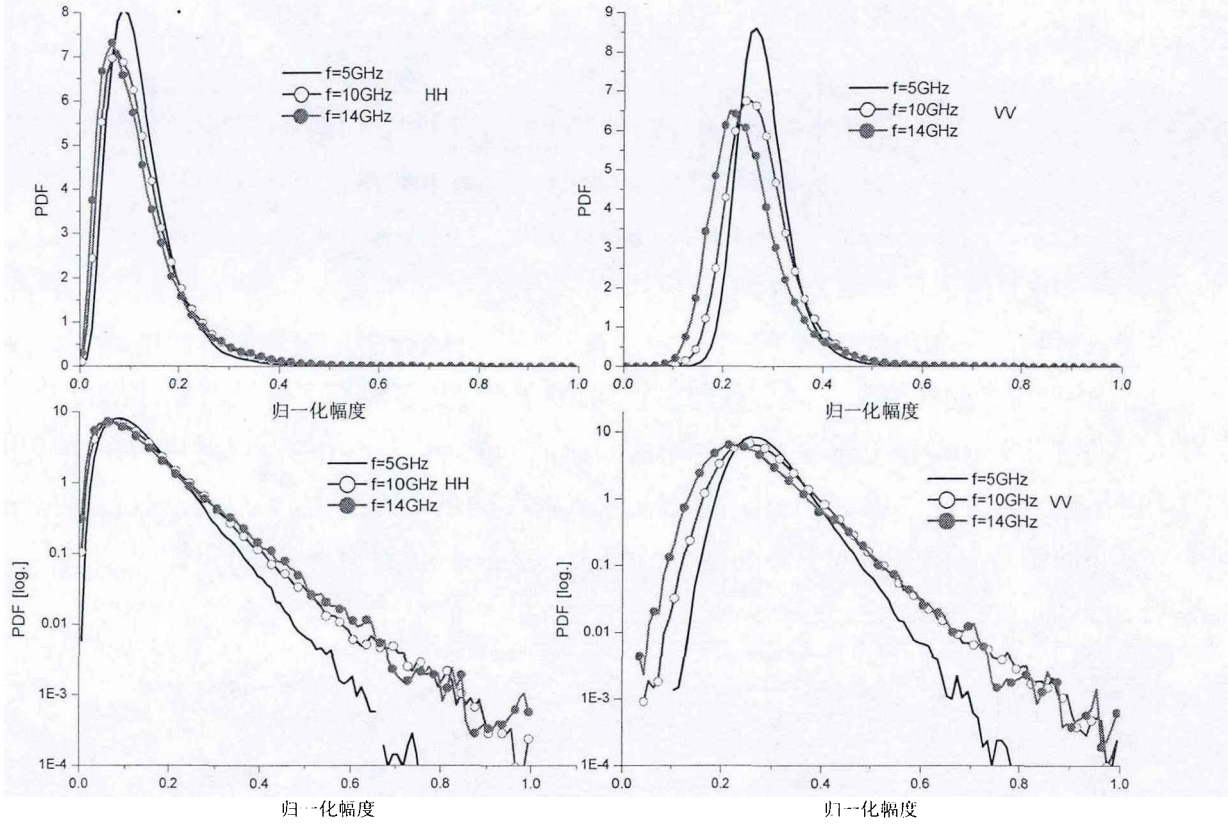


图 5.8 不同入射频率条件下海杂波幅度 PDF 分布

表 5.7 不同入射频率时海杂波幅度 PDF 参数估计值

入射频率	Log-normal 分布参数估计值			
	HH 极化		VV 极化	
	μ	σ^2	μ	σ^2
$f = 5$GHz	-2.056040	2.301330E-01	-1.130148	2.951330E-02
$f = 10$GHz	-2.293477	3.926954E-01	-1.319793	5.902977E-02
$f = 14$GHz	-2.371365	4.828532E-01	-1.422447	8.365431E-02

图 5.8 给出了不同频率($f = 5$GHz,10GHz,14GHz)，入射角 $\theta_i = 50^\circ$，风速为 $u = 5$m/s，风向为 $\varphi_w = 0^\circ$ 条件下海杂波 PDF 的分布情况，可以看出，随着入射频率

中国知网 https://www.cnki.net

的增大，海杂波 PDF 曲线的峰值逐渐减小且向左移动。表 5.7 给出了相应条件下海杂波幅度符合较好的统计分布模型 Log-normal 分布的参数估计值。从表 5.7 中可以看出，不同入射频率下，Log-normal 分布的参数 μ 值随着入射频率的增大而减小，参数 σ^2 值则随着入射频率的增大而变大。

5.3.2 海杂波的时空相关性

(1)时间相关性

杂波的时间相关性也称脉间相关性，即来自同一杂波距离单元的不同回波间的相关性。图 5.9 给出了入射角 $\theta_i = 50^\circ$ 时，不同极化条件及不同风速下海杂波的时间自相关函数， 其中入射频率为 5GHz，二维海面模拟参数为：$M = N = 128$，离散间 $\Delta x = \Delta y = 0.8\text{m}$，$\varphi_w = 0^\circ$，时间采样点数 $N_t = 512$，时间间隔 $\Delta t = 0.01\text{s}$。

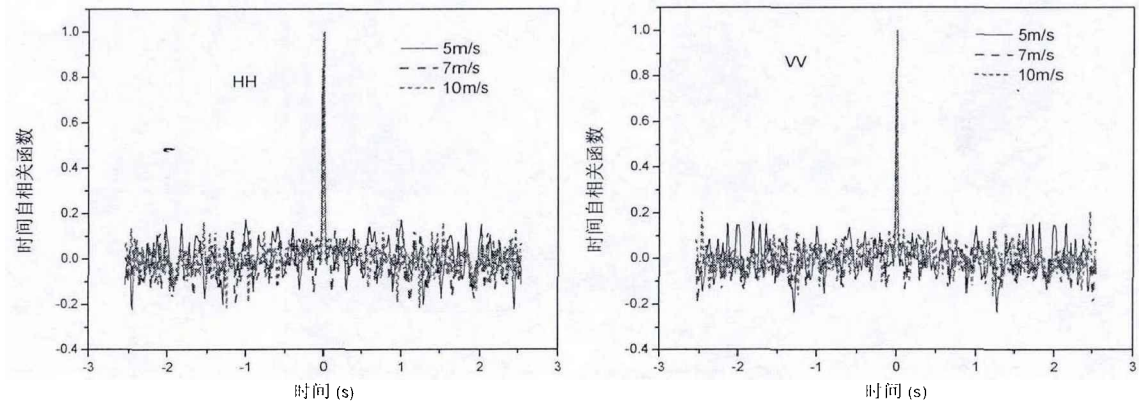


图 5.9 海杂波时间自相关函数

从图 5.9 中可以看出，海杂波时间自相关函数起始有快速衰减，然后跟随缓慢的周期性衰减。此外，还可以看出，相同入射频率下，随着的风速的增大，海杂波时间自相关函数衰减的更快，且周期更短。

(2)空间相关性

海杂波的空间相关特性是指在距离上分离的两片海区其回波信号之间的相关特性，一般认为，海杂波的空间相关性主要同海浪自身的空间结构有关[20]。图 5.10 给出了 HH 极化时，不同风速下海杂波的空间自相关函数，图 5.11 给出了对应的空间自相关函数一维切片的对比。其中，入射角 $\theta_i = 40^\circ$，入射频率为 5GHz，二维海面模拟参数为 $M = N = 128$，离散间隔为 $\Delta x = \Delta y = 0.8$，风向为 $\varphi_w = 0^\circ$，时间 $t = 0\text{s}$。从图中可以看出，海杂波的空间自相关函数具有一个快速的下降期，且随着风速的增大，海杂波自相关函数衰减周期变长，幅度也有所增大。

中国知网 https://www.cnki.net

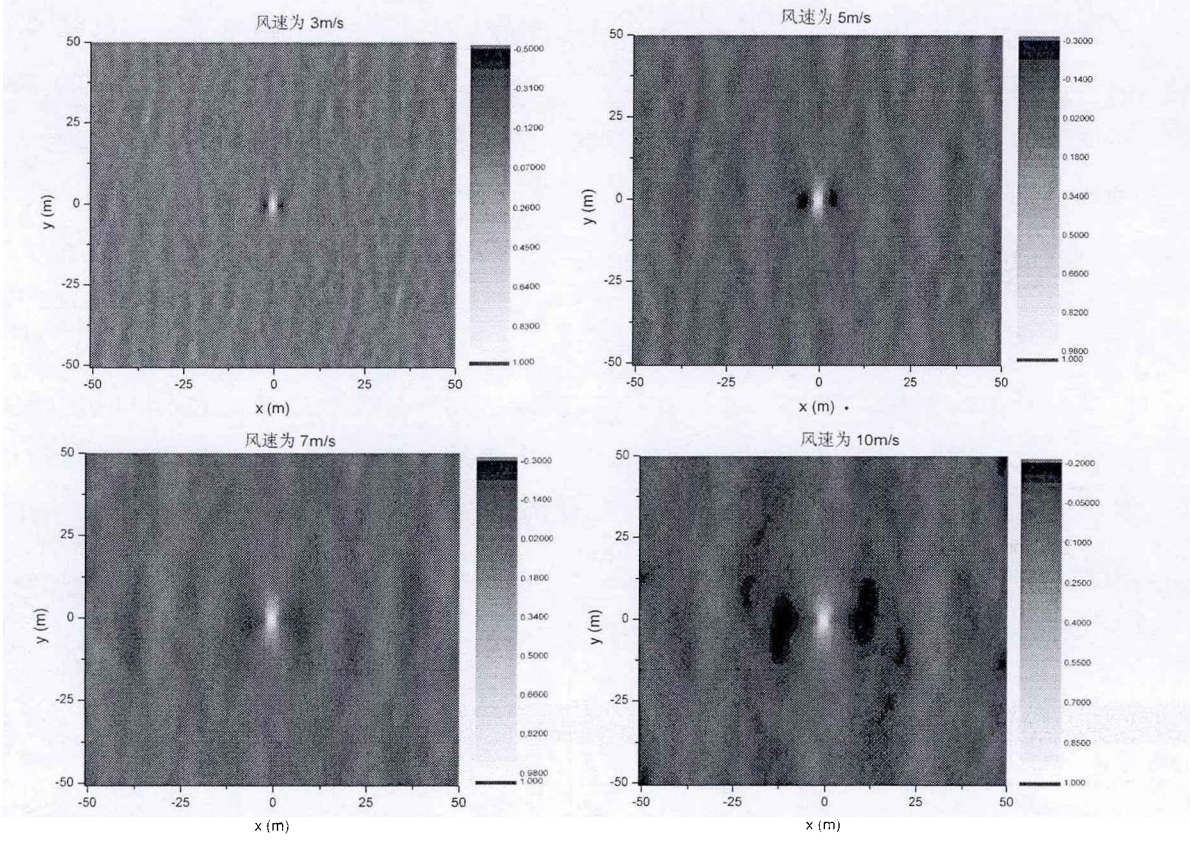


图 5.10 不同风速时海杂波空间自相关函数的变化情况

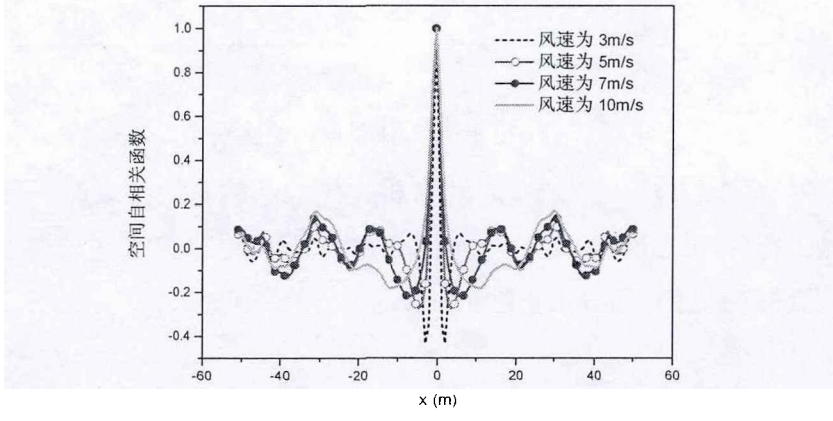


图 5.11 不同风速时海杂波空间自相关函数一维切片对比

图 5.12 给出了 HH 极化时，不同风向下海杂波的空间自相关函数，图 5.13 给出了对应的空间自相关函数一维切片的对比。其中，入射角 $\theta_i = 40^\circ$，入射频率为 5GHz，二维海面模拟参数为 $M = N = 128$，离散间隔为 $\Delta x = \Delta y = 0.8$，风速 $u = 5\text{m/s}$，时间 $t = 0\text{s}$。从图中可以看出，和二维海面的几何高度、海面 RCS 的空间分布一样，海杂波的空间自相关函数也具有方向性，从对应的一维空间自相关函数可以看出，风向对海杂波空间自相关函数衰减快慢并无明显的影响。

中国知网 https://www.cnki.net

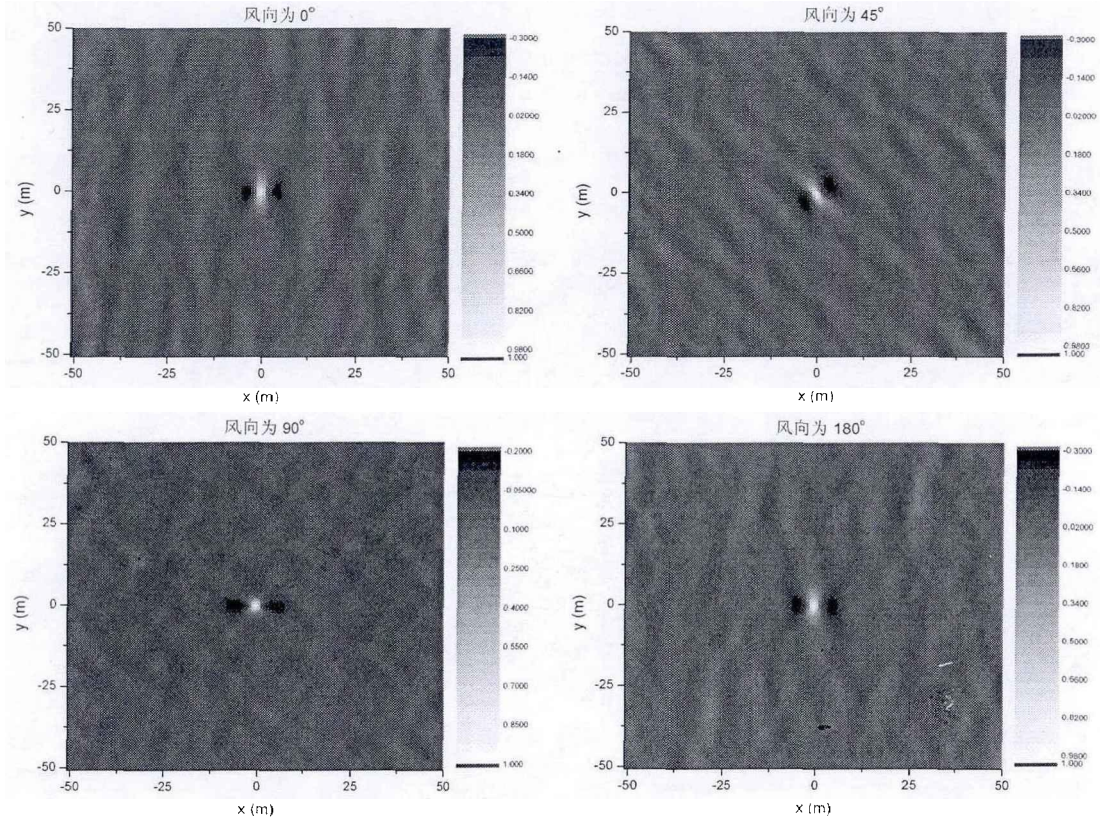


图 5.12 不同风向时海杂波空间自相关函数的变化情况

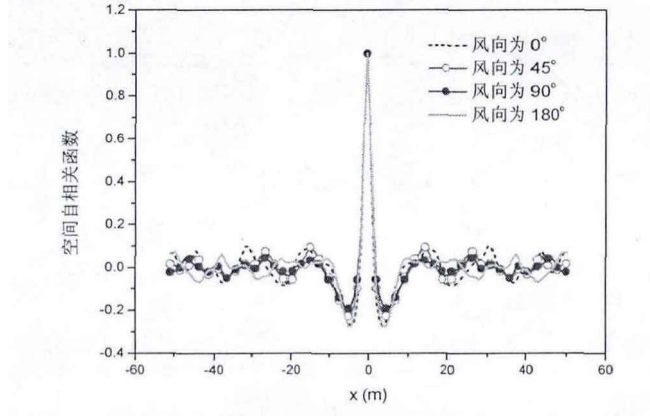


图 5.13 不同风向时时海杂波空间自相关函数一维切片对比

(3)时空相关性

图 5.14-图 5.16 分别给出了风速为 5m/s、7m/s 和 10m/s 时 HH 极化下海杂波的幅度和自相关函数，图 5.17 对比了不同风速时 x 和 t 方向上自相关函数。其中，入射角 $\theta_i = 40^\circ$，频率为 5GHz，二维海面模拟参数为 $M = N = 128$，离散间隔 $\Delta x = \Delta y = 0.8$，$\varphi_w = 0^\circ$，时间采样点数 $N_t = 128$，时间间隔 $\Delta t = 0.1\text{s}$。从图 5.14-图 5.16 可以看出，x-t 平面和 x-y 平面的海杂波幅度和自相关函数具有不同纹理，此外，从图 5.17 中可以看出，海杂波的自相关函数沿 x 和 t 方向均具有一个快速的下降期，且随着风速的增大，海杂波自相关函数幅度增大，衰减周期变长。

中国知网 https://www.cnki.net

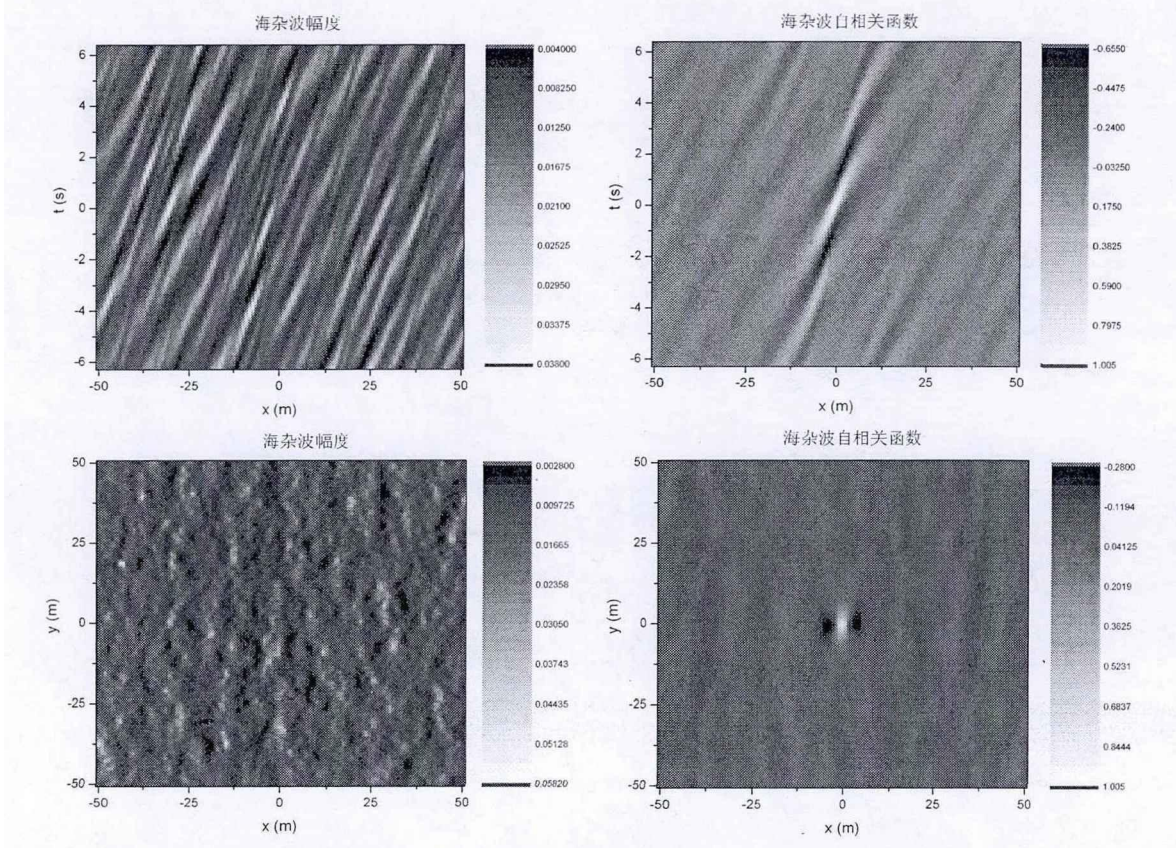


图 5.14 5m/s 风速时海杂波幅度及其时空自相关函数

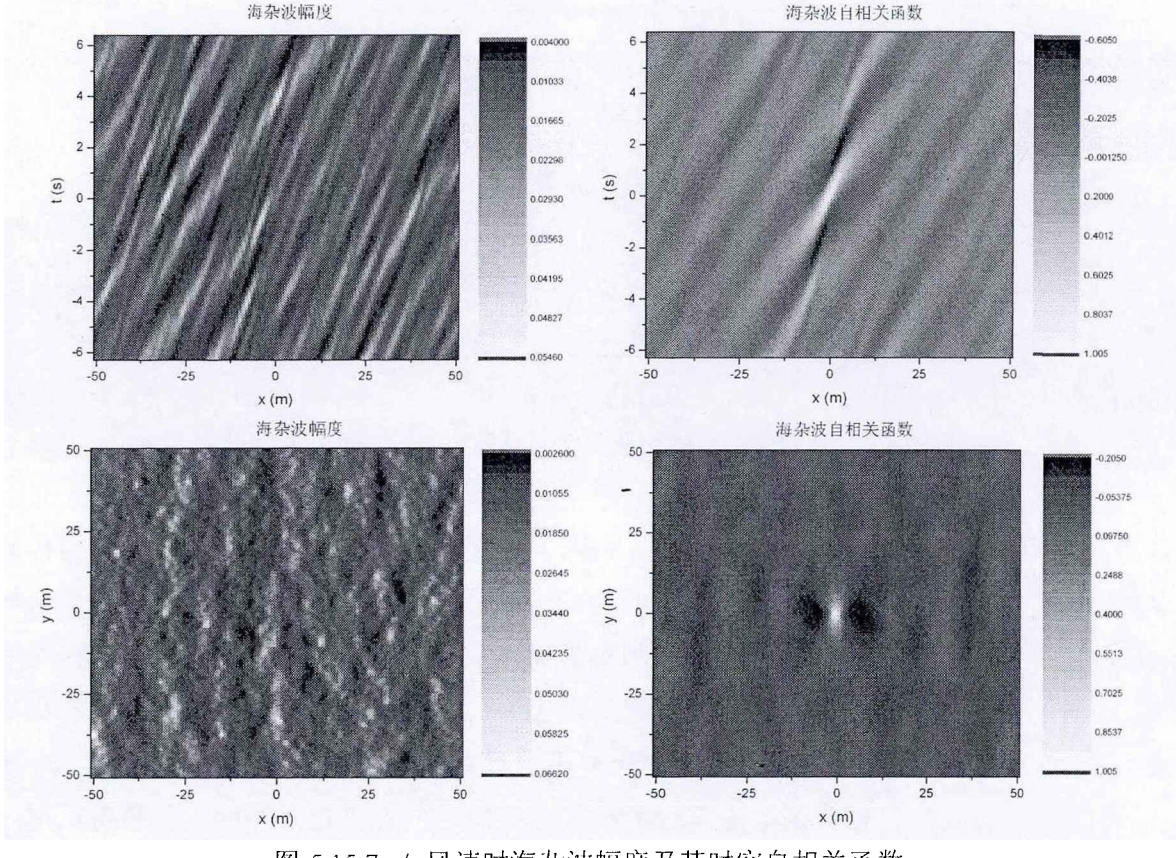


图 5.15 7m/s 风速时海杂波幅度及其时空自相关函数

中国知网 https://www.cnki.net

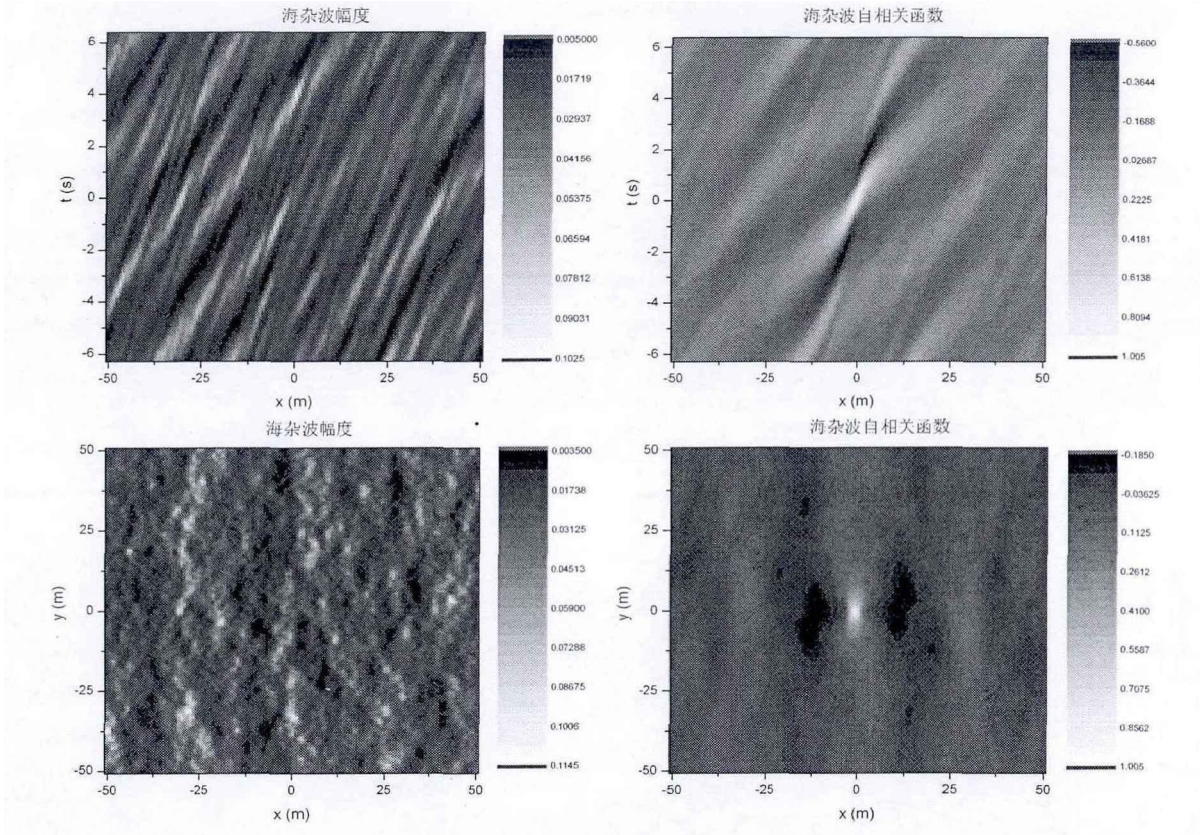


图 5.16 10m/s 风速时海杂波幅度及其时空自相关函数

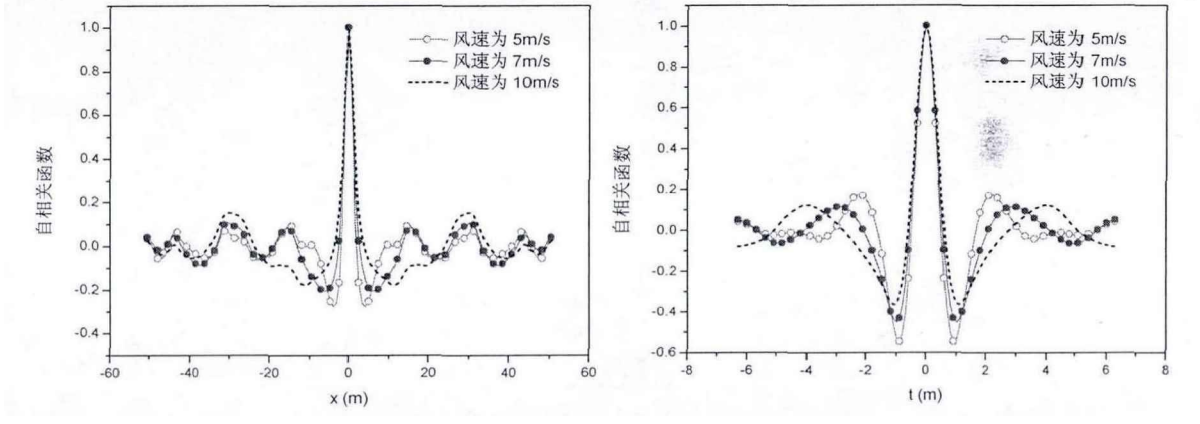


图 5.17 不同风速时 x 和 t 方向上自相关函数对比

5.4 本章小结

本章首先介绍了几种常见的统计分布模型和其参数估计方法。以此为基础，统计了不同入射角、不同风速和不同极化下海杂波幅度分布的特性，从 K-S 检验值可以看出， HH 和 VV 极化的海杂波符合 Log-normal 分布；HV 极化的海杂波符合 Weibull 分布。然后分析了海杂波幅度的时间、空间和时空相关性。

中国知网 https://www.cnki.net

中国知网 https://www.cnki.net

第六章 目标与海面的复合电磁散射研究

6.1 引言

一直以来，复杂地海背景与目标的复合电磁散射特性的研究是一个难点问题，而粗糙面和目标之间耦合场对于复合散射在部分观测角度上有着至关重要的影响，因此研究目标与粗糙面的耦合散射是一项非常有实际应用价值的研究课题。

针对目标与环境复合散射的应用前景，国内外很多学者越来越关注目标与地海环境的复合电磁特性的研究。在雷达高频波段，大范围海面和海面上舰船目标都具有超电大尺寸特征，采用数值方法进行计算时，所剖分的面元数可能高达数千万甚止上亿，因此，数值方法因计算机内存大小以及计算效率的限制，所计算的目标结构不能太复杂，频率也不可能太高，使得它们只适合处理频率较低情况下简单目标的与粗糙面的复合散射，而在电大海面目标复合电磁散射仿真方面离实际问题的工程应用有很大差距。因此，国内外学者将注意力更多地集中在高频近似方法上。这类方法的最大优势在于可以高效率地处理数值方法无法企及的超电大复合电磁建模问题，而其难点在于如何保证耦合散射贡献的计算精度，且能够兼顾计算效率的问题。对于耦合场的计算，传统四路径模型[105][106]将目标下方的粗糙面简化为无限大平面，然后利用镜像反射原理，求得其耦合散射贡献，因此只适用于目标与微粗糙表面的复合散射计算。迭代物理光学法(IPO)[107][128]是一种能够分析目标与下方粗糙面所组成的角反射器结构的多次散射的高频近似方法，它在物理光学电流中增加了修正电流项来近似导体目标表面因多次散射导致的实际电流。为了保证耦合散射的计算精度，IPO 方法要求一定的迭代次数；由于利用消隐技术判断各面元之间可见性也相当耗时，因此，IPO 方法在处理超电大场景时，仍然具有计算效率低，容易发散等问题。射线追踪理论(SBR)[108][112]主要是根据高频电磁波的光学特性而提出的，其优点是通用性比较强，能够适用于任何形状的复杂目标的电磁散射计算，但是其计算的准确性依赖于射线管数量，对于超电大目标与海面耦合散射，仍然面临计算效率低的问题。

本章将结合第三章给出的优化的海面面元散射场模型(RFSFM)，通过构建海面与舰船目标复合电磁散射的几何光学与物理光学(GO-PO)相结合的混合模型，该模型的优势在于，对于海面散射贡献，RFSFM 针对海上超电大尺寸舰船复杂目标复合散射的应用需求，将海面散射贡献的面元化，从海面的单元法模型出发，可以给出海面各单元的散射场，包括幅度和相位信息，以便复合散射应用。对于目标散射贡献，采用 GO-PO 方法进行计算，该方法是计算多次散射的一种有效方法。GO-PO 方法不仅可以用于复杂目标的计算，还可以应用于目标与海面的耦合散射计算中，首先将海面和

中国知网 https://www.cnki.net

舰船目标分别面元化，然后按照二次散射计算的过程，可以得到海面面元和目标上面元之间的耦合场。因此，本章给出的混合方法是相对有效且能够运用于大范围海面与大型舰船目标复合电磁散射特性的研究。

6.2 三维目标电磁散射的 GO-PO 方法

6.2.1 面元对入射波及一次反射波的可见度判断

(1) 面元对入射波的可见度判断

设入射波矢量为 $\hat{\boldsymbol{k}}_i$，面元 m 的法向矢量为 $\hat{\boldsymbol{n}}_m$，则面元 m 被入射波照射到应满足以下两个条件：1)入射波矢量 $\hat{\boldsymbol{k}}_i$ 与面元 m 的法向矢量 $\hat{\boldsymbol{n}}_m$ 满足：$\hat{\boldsymbol{k}}_i \cdot \hat{\boldsymbol{n}}_m \le 0$；2)入射波照射到面元 m 的过程未被其它面元遮挡。其中条件 2)的判断方法如下：

设面元 m 中心点坐标 $\boldsymbol{r}_m$，该面元上的入射线方程为：$\boldsymbol{r}(t) = \boldsymbol{r}_m + \hat{\boldsymbol{k}}_i t$，将该直线方程与其它面元逐一进行判断，以面元 n 为例，判断面元 m 上入射线与面元 n 是否有交点的方法如图 6.1 所示：

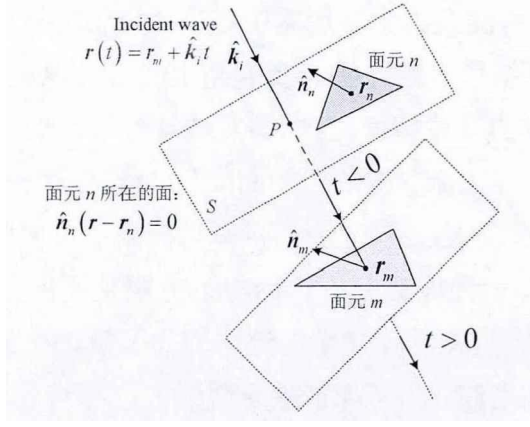


图 6.1 面元 n 对面元 m 的遮挡

设面元 n 的中心点坐标为 $\boldsymbol{r}_n$，面元法向矢量为 $\hat{\boldsymbol{n}}_n$，则该面元所在的平面可表示为 $\hat{\boldsymbol{n}}_n(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_n) = 0$，将 $\boldsymbol{r}(t) = \boldsymbol{r}_m + \hat{\boldsymbol{k}}_i t$ 代入 $\hat{\boldsymbol{n}}_n(\boldsymbol{r} - \boldsymbol{r}_n) = 0$ 中，可解得面元 m 的入射线与面元 n 所在平面的交点 $P(x_0, y_0, z_0)$。

$$\begin{cases} x_0 = x_m + k_{ix} \cdot t_0 \\ y_0 = y_m + k_{iy} \cdot t_0 \\ z_0 = z_m + k_{iz} \cdot t_0 \end{cases} \tag{6-1}$$

其中，$t_0 = \hat{\boldsymbol{n}}_n \cdot (\boldsymbol{r}_n - \boldsymbol{r}_m) / (\hat{\boldsymbol{n}}_n \cdot \hat{\boldsymbol{k}}_i)$。

因为所判断的是射线到达面元 m 之前的情况，因此 t_0 应该小于 0。此时，如果该交点 $P(x_0, y_0, z_0)$ 在面元 n 内，则入射线与面元 n 有交点。判断点 $P(x_0, y_0, z_0)$ 是否在三角形面元 n 内的方法如图 6.2 所示，三个顶点 N_1, N_2, N_3 与面元 n 的法向矢量 $\hat{\boldsymbol{n}}_n$ 成右手螺旋法则的顺序排列，则 P 点位于面元 n 内部的充要条件是以下三式同时满足：

中国知网 https://www.cnki.net

$$\begin{cases}(\boldsymbol{r}_{PN_1}\times\boldsymbol{r}_{N_1N_2})\cdot\hat{\boldsymbol{n}}_n>0\\(\boldsymbol{r}_{PN_2}\times\boldsymbol{r}_{N_2N_3})\cdot\hat{\boldsymbol{n}}_n>0\\(\boldsymbol{r}_{PN_3}\times\boldsymbol{r}_{N_3N_1})\cdot\hat{\boldsymbol{n}}_n>0\end{cases}\tag{6-2}$$

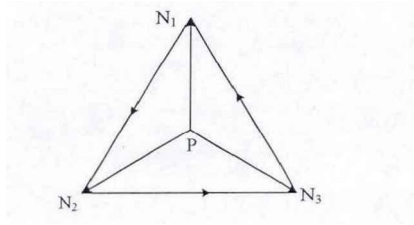


图 6.2 P 点与面元 n 的关系

如果点 P 在面元 n 内，则面元 m 在入射波照射过程被遮挡，未被入射波直接照射到；如果点 P 不在面元 n 内，面元 m 可能被入射波直接照射到，接下来还需遍历面元 n，再作判断，如果面元 m 未被所有其它面元遮挡，即面元 m 被入射波直接照射到。图 6.3 给出了判断面元对入射波的可见度的流程图。

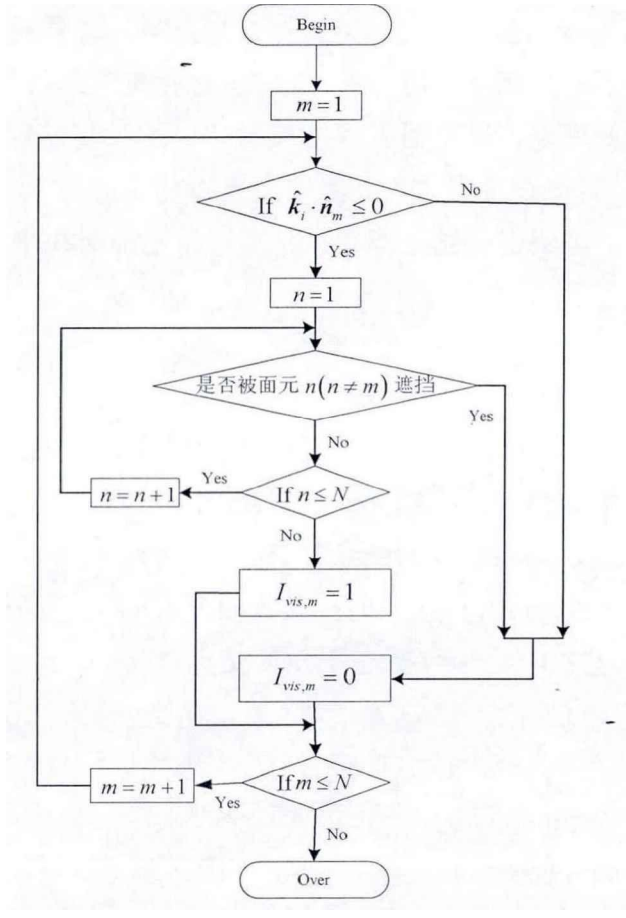


图 6.3 面元对入射波的可见度判断流程图

(2) 面元对一次反射波的可见度判断

与面元对入射波的可见度判断类似，下面以面元 n 为例，分析其对面元 m 的一次反射波的可见度。设面元 m 的反射波矢量为 $\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}$，$n$ 的法向矢量为 $\hat{\boldsymbol{n}}_n$，则面元 n 被面

中国知网 https://www.cnki.net

元 m 的反射波照亮需要满足以下条件：1) $\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}\cdot\hat{\boldsymbol{n}}_n \le 0$，且面元 m 的反射射线与面元 n 有交点；2) 面元 m 的反射波射线照射到面元 n 的过程未被其它面元遮挡。其中条件 2) 的判断方法如图 6.4 所示：

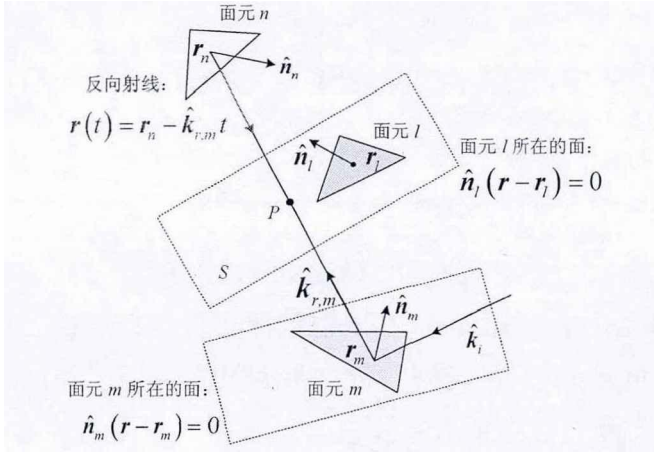


图 6.4 面元 n 对面元 m 的一次反射波的可见度判断

在判断面元 m 的反射波射线与面元 n 是否交点时，这里采用反向射线追踪，即判断以面元 n 的中心点 $\boldsymbol{r}_n$ 为起点，以 $-\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}$ 为方向的射线，是否与面元 m 有交点，这样的射线追踪方式的好处是，如果面元 m 的反射波射线与面元 n 有交点，则这个交点为面元 n 的中心点 $\boldsymbol{r}_n$，这就保证了面元 n 能被面元 m 的反射波照亮。将 $\boldsymbol{r}(t)=\boldsymbol{r}_n-\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}t$ 代入 $\hat{\boldsymbol{n}}_m(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_m)=0$ 中，可解得面元 n 的反向射线与面元 m 所在平面的交点 $P_1(x_1,y_1,z_1)$。

$$\begin{cases} x_1 = x_n - k_{rx,m}\cdot t_1 \\ y_1 = y_n - k_{ry,m}\cdot t_1 \\ z_1 = z_n - k_{rz,m}\cdot t_1 \end{cases} \tag{6-3}$$

其中，$t_1=\hat{\boldsymbol{n}}_m\cdot(\boldsymbol{r}_n-\boldsymbol{r}_m)/(\hat{\boldsymbol{n}}_m\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m})$，且 t_1 应该大于 0。根据图 6.2，可以判断点 P_1 是否在三角形面元 m 内，如果点 P_1 不在面元 m 内，则面元 n 不能被面元 m 的反射波照射到；如果点 P_1 在面元 m 内，则还需要判断条件 2)。

对于条件 2)，我们将 $\boldsymbol{r}(t)=\boldsymbol{r}_n-\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}t$ 代入面元 l 所在的平面方程 $\hat{\boldsymbol{n}}_l(\boldsymbol{r}-\boldsymbol{r}_l)=0$ 中，可解得面元 n 的反向射线与面元 l 所在平面的交点 $P_2(x_2,y_2,z_2)$。

$$\begin{cases} x_2 = x_n - k_{rx,m}\cdot t_2 \\ y_2 = y_n - k_{ry,m}\cdot t_2 \\ z_2 = z_n - k_{rz,m}\cdot t_2 \end{cases} \tag{6-4}$$

其中，$t_2=\hat{\boldsymbol{n}}_l\cdot(\boldsymbol{r}_n-\boldsymbol{r}_l)/(\hat{\boldsymbol{n}}_l\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m})$，且 $0<t_2<t_1$。根据图 6.2，可以判断点 P_2 是否在三角形面元 l 内，如果点 P_2 在面元 l 内，则面元 n 被面元 m 反射波照射的过程被面元 l 遮挡，所以面元 n 不能被面元 m 的反射波照射到；如果点 P_2 不在面元 l 内，则面元 n 有可能被面元 m 的反射波照射到，接下来还需遍历面元 l，再作判断。图 6.5 给出了判断面元对一次反射波的可见度的流程图。

中国知网 https://www.cnki.net

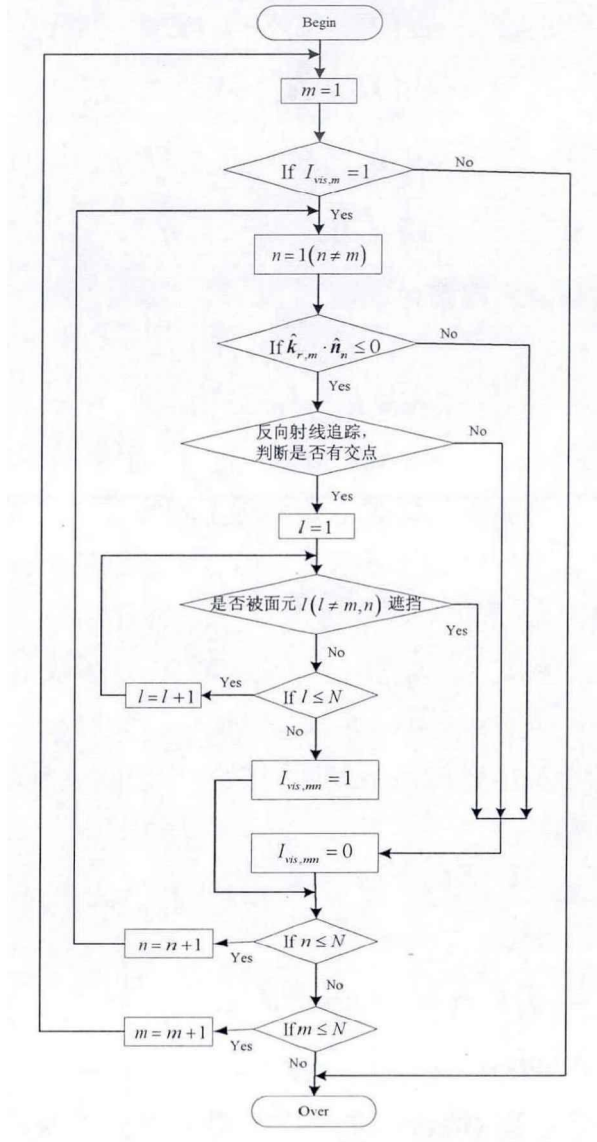


图 6.5 面元对一次反射波的可见度判断流程图

6.2.2 入射波感应的电磁流和一次散射的计算

设入射波为 $\boldsymbol{E}^i=\hat{\boldsymbol{p}}E_0\exp(ik\hat{\boldsymbol{k}}_i\cdot\boldsymbol{r})$，$\hat{\boldsymbol{p}}$ 为入射波单位极化矢量，取 $\hat{\boldsymbol{h}}_i$ 或 $\hat{\boldsymbol{v}}_i$，将入射波幅度在本地坐标系中分解为水平和垂直两个分量，即

$$\boldsymbol{E}_h^i=\hat{\boldsymbol{h}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')E_0 \tag{6-5}$$

$$\boldsymbol{H}_h^i=\hat{\boldsymbol{k}}_i\times\left[\hat{\boldsymbol{h}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')E_0\right]/\eta=-\hat{\boldsymbol{v}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')E_0/\eta \tag{6-6}$$

$$\boldsymbol{E}_v^i=\hat{\boldsymbol{v}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')E_0 \tag{6-7}$$

$$\boldsymbol{H}_v^i=\hat{\boldsymbol{h}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')E_0/\eta \tag{6-8}$$

式中，

$$\hat{\boldsymbol{h}}_i'=\frac{\hat{\boldsymbol{k}}_i\times\hat{\boldsymbol{n}}}{\left|\hat{\boldsymbol{k}}_i\times\hat{\boldsymbol{n}}\right|},\quad \hat{\boldsymbol{v}}_i'=\hat{\boldsymbol{h}}_i'\times\hat{\boldsymbol{k}}_i \tag{6-9}$$

因此，切向水平极化场可以用入射场和其反射场表示为

中国知网 https://www.cnki.net

$$\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{E}_h=\hat{\boldsymbol{n}}\times\left(\boldsymbol{E}_h^i+\boldsymbol{E}_h^r\right)=\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{E}_h^i\left(1+R_h\right) \tag{6-10}$$

$$\begin{aligned}\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}_h&=\hat{\boldsymbol{n}}\times\left(\boldsymbol{H}_h^i+\boldsymbol{H}_h^r\right)=\hat{\boldsymbol{n}}\times\left[\hat{\boldsymbol{k}}_i\times\boldsymbol{E}_h^i+\hat{\boldsymbol{k}}_r\times\boldsymbol{E}_h^iR_h\right]/\eta\\&=-\left[\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i\right)\boldsymbol{E}_h^i+\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_r\right)\boldsymbol{E}_h^iR_h\right]/\eta\\&=-\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i\right)\left(1-R_h\right)\boldsymbol{E}_h^i/\eta\end{aligned} \tag{6-11}$$

同理，可以求出切向垂直极化场：

$$\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}_v=\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}_v^i\left(1+R_v\right) \tag{6-12}$$

$$\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{E}_v=\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i\right)\left(1-R_v\right)\boldsymbol{H}_v^i\eta \tag{6-13}$$

式中，$\hat{\boldsymbol{n}}$为面元单位法相矢量，$\hat{\boldsymbol{k}}_r=\hat{\boldsymbol{k}}_i-2\hat{\boldsymbol{n}}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i\cdot\hat{\boldsymbol{n}}\right)$为反射波波矢量，$\eta$为波阻抗，$R_h,R_v$分别为水平和垂直极化的菲涅尔反射系数，对于理想导体，$R_h=-1,R_v=1$。

将水平和垂直极化的电磁切向场求和，可以得到总的切向电磁场。相应地，也就可以得到感应电、磁流为：

$$\boldsymbol{M}_0=\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{E}=\left(\hat{\boldsymbol{n}}\times\hat{\boldsymbol{h}}_i'\right)(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')\left(1+R_h\right)E_0+\hat{\boldsymbol{h}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i\right)\left(1-R_v\right)E_0 \tag{6-14}$$

$$\boldsymbol{J}_0=\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{H}=\left[\left(\hat{\boldsymbol{n}}\times\hat{\boldsymbol{h}}_i'\right)(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')\left(1+R_v\right)E_0-\hat{\boldsymbol{h}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')\left(\hat{\boldsymbol{n}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_i\right)\left(1-R_h\right)E_0\right]/\eta \tag{6-15}$$

如果某面元m能够被入射波照射到，则根据 Stratton-Chu 积分方程[4]，面元m的远区散射场可以表示为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_{pq,m}(\boldsymbol{r})&=\hat{\boldsymbol{q}}\cdot\left\{\frac{jk\exp(jkR)}{4\pi R}\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\int\left(\boldsymbol{M}_{0,m}-\eta\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\boldsymbol{J}_{0,m}\right)\exp\left[jk\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i-\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)\cdot\boldsymbol{r}_m'\right]\mathrm{d}s'\right\}\\&=\frac{\exp(jkR)}{4\pi R}\left[\hat{\boldsymbol{q}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\left(\boldsymbol{M}_{0,m}-\eta\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\boldsymbol{J}_{0,m}\right)\right]\cdot I_m\end{aligned} \tag{6-16}$$

式中，$\hat{\boldsymbol{q}}$为散射波单位极化矢量，取$\hat{\boldsymbol{h}}_s$或$\hat{\mathbf{v}}_s$。

对于相位积分项，根据 Gordon 方法[204]，其具体计算表达式为

$$\begin{aligned}I&=jk\int\exp\left[jk\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i-\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)\cdot\boldsymbol{r}'\right]\mathrm{d}s'\\&=\frac{\exp(jk\boldsymbol{r}_0\cdot\boldsymbol{w})}{T}\sum_{m=1}^{M}(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\boldsymbol{a}_m)\exp(jk\boldsymbol{b}_m\cdot\boldsymbol{w})\frac{\sin(k\boldsymbol{a}_m\cdot\boldsymbol{w}/2)}{k\boldsymbol{a}_m\cdot\boldsymbol{w}/2}\end{aligned} \tag{6-17}$$

其中，M为面元的边长个数；$\boldsymbol{r}_0$为面元的中心位置矢量，$\boldsymbol{w}=\hat{\boldsymbol{k}}_i-\hat{\boldsymbol{k}}_s$，$\hat{\boldsymbol{p}}=\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{w}/\left|\hat{\boldsymbol{n}}\times\boldsymbol{w}\right|$，$\boldsymbol{a}_m=\boldsymbol{r}_{m+1}-\boldsymbol{r}_m$，$\boldsymbol{b}_m=\left(\boldsymbol{r}_{m+1}+\boldsymbol{r}_m\right)/2$，$T$为$\boldsymbol{w}$在面元上的投影长度。

这样，总的一次散射场可以表示为

$$\boldsymbol{E}_{pq}^1=\sum_{m=1}^{N}\boldsymbol{E}_{pq,m}(\boldsymbol{r}_m)\cdot I_{vis,m} \tag{6-18}$$

其中，N为目标上总的面元数，$I_{vis,m}$为面元m对入射波的可见度因子，如果面元m能够被入射波照射到，则$I_{vis,m}=1$，如果不能被照射到，则$I_{vis,m}=0$。

中国知网 https://www.cnki.net

6.2.3 一次反射波感应的电磁流和二次散射的计算

假如面元n能被面元m的反射波照射到，面元n上的二次散射如图 6.6 所示。对于面元n的二次散射，面元m的一次反射场$\boldsymbol{E}_m^{r1},\boldsymbol{H}_m^{r1}$作为面元$n$的入射场，面元$m$的一次反射场$\boldsymbol{E}_m^{r1},\boldsymbol{H}_m^{r1}$可以表示为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_m^{r1} &= \boldsymbol{E}_h^i R_h + \boldsymbol{H}_v^i \times \hat{\boldsymbol{k}}_{r,m} R_v \eta \\ &= \left[\hat{\boldsymbol{h}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')R_h + (\hat{\boldsymbol{h}}_i'\times\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m})(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')R_v\right]E_0\end{aligned} \tag{6-19}$$

$$\begin{aligned}\boldsymbol{H}_m^{r1} &= \hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}\times\boldsymbol{E}_h^i R_h/\eta + \boldsymbol{H}_v^i R_v \\ &= \left[(\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}\times\hat{\boldsymbol{h}}_i')(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')R_h + \hat{\boldsymbol{h}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')R_v\right]E_0/\eta\end{aligned} \tag{6-20}$$

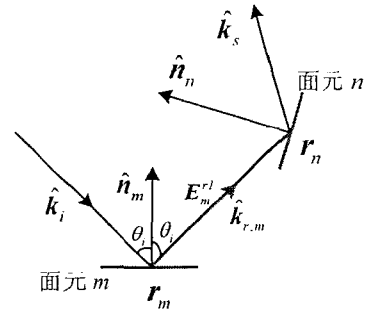


图 6.6 面元m的一次反射场对面元n散射贡献

很明显，面元m的一次反射波的极化矢量为

$$\hat{\boldsymbol{p}}_m^r = \hat{\boldsymbol{h}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{h}}_i')R_h + \hat{\boldsymbol{v}}_i'(\hat{\boldsymbol{p}}\cdot\hat{\boldsymbol{v}}_i')R_v \tag{6-21}$$

如果面元n能够被面元m的反射波照射到，则将$\hat{\boldsymbol{p}}\leftarrow\hat{\boldsymbol{p}}_m^r$，$\hat{\boldsymbol{k}}_i\leftarrow\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}$，$\hat{\boldsymbol{n}}\leftarrow\hat{\boldsymbol{n}}_n$，重新计算式(6-9)、(6-14)和(6-15)，就可以得到面元m一次反射场在面元n上感应的电磁流$\boldsymbol{M}_{1,nm},\boldsymbol{J}_{1,nm}$，进而可以得到所有面元(其前提条件是，该面元对入射波的可见度因子$I_{vis,m}=1$)在面元n上感应的电磁流总和$\boldsymbol{M}_{1,n},\boldsymbol{J}_{1,n}$：

$$\boldsymbol{M}_{1,n} = \sum_{m=1}^{N} I_{vis,m}\cdot\boldsymbol{M}_{1,nm}\cdot I_{vis,nm} \tag{6-22}$$

$$\boldsymbol{J}_{1,n} = \sum_{m=1}^{N} I_{vis,m}\cdot\boldsymbol{J}_{1,nm}\cdot I_{vis,nm} \tag{6-23}$$

其中，$I_{vis,nm}$为面元n对面元m的可见度因子，如果面元n能够被面元m的反射波照射到，则$I_{vis,nm}=1$，如果不能被照射到，则$I_{vis,nm}=0$。

这样，总的二次散射场可以表示为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}_{pq}^2 = \frac{\exp(jkR)}{4\pi R}\sum_{n=1}^{N}\Bigg[\hat{\boldsymbol{q}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\Bigg(&\sum_{m=1}^{N} I_{vis,m}\cdot\boldsymbol{M}_{1,nm}\cdot I_{vis,nm} \\ &-\eta\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\sum_{m=1}^{M} I_{vis,m}\cdot\boldsymbol{J}_{1,nm}\cdot I_{vis,nm}\Bigg)\Bigg]\cdot I_n\end{aligned} \tag{6-24}$$

根据前面的分析，面元n上电磁流可以表示为

中国知网 https://www.cnki.net

$$\boldsymbol{M}_n = \boldsymbol{M}_{0,n} \cdot I_{vis,n} + \sum_{m=1}^{N} I_{vis,m} \cdot \boldsymbol{M}_{1,nm} \cdot I_{vis,nm} + \cdots \tag{6-25}$$

$$\boldsymbol{J}_n = \boldsymbol{J}_{0,n} \cdot I_{vis,n} + \sum_{m=1}^{N} I_{vis,m} \cdot \boldsymbol{J}_{1,nm} \cdot I_{vis,nm} + \cdots \tag{6-26}$$

这样，三维目标上总的散射场可以表示为

$$\boldsymbol{E}_{pq}^{target}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i, \hat{\boldsymbol{k}}_s\right) = \sum_{n=1}^{N} \frac{\exp(jkR)}{4\pi R}\left[\hat{\boldsymbol{q}} \cdot \hat{\boldsymbol{k}}_s \times \left(\boldsymbol{M}_n - \eta \hat{\boldsymbol{k}}_s \times \boldsymbol{J}_n\right)\right] \cdot I_n \tag{6-27}$$

为了验证本章所建立的 GO-PO 方法的准确性，图 6.7 给出了 VV 极化时三面角反射器的 RCS 在 $\phi_i = 60^\circ$ 平面内的后向散射结果，其中，入射波频率为 5GHz，三面角反射器中直角三角形的直角边长为 5λ，从图中可以看出，GO-PO 方法与 MLFMM 方法所得的结果符合的很好。

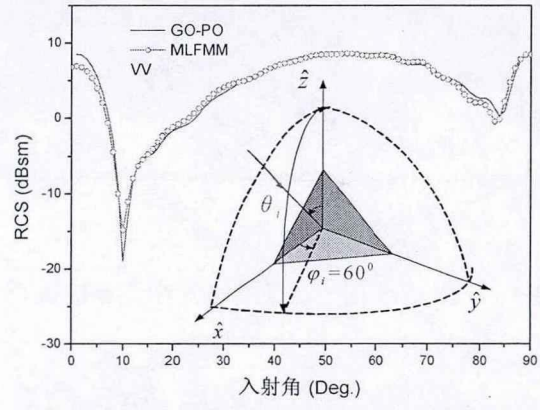
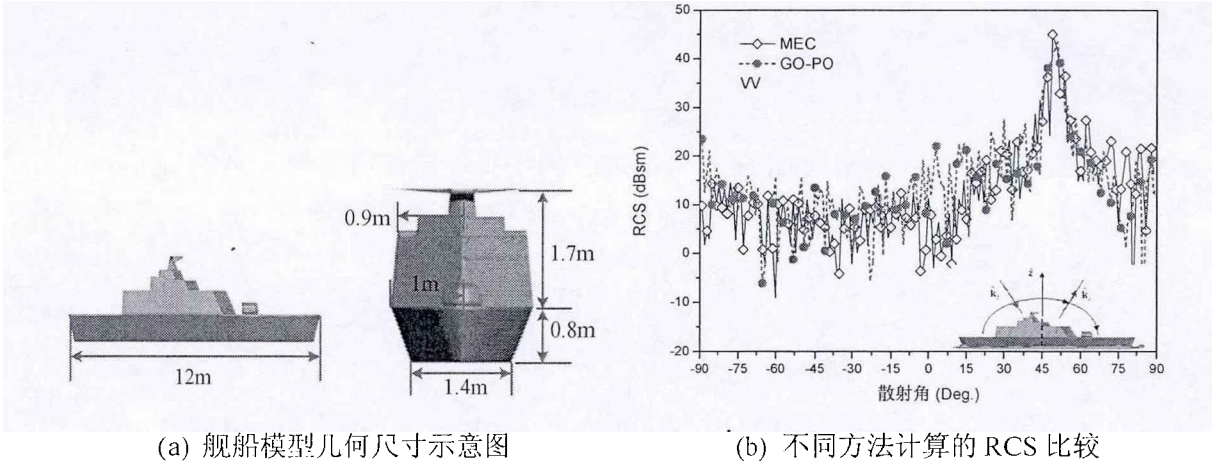


图 6.7 三面角反射器的后向散射验证

图 6.8 比较了 VV 极化时 MEC 和 GO-PO 方法计算得到的三维舰船目标双站散射结果，其中，入射波频率为 5GHz，入射角为 $\theta_i = 50^\circ$，$\phi_i = \phi_s = 0^\circ$，从图中可以看出，GO-PO 方法计算所得到的结果与 MEC 方法所得的结果具有一致的变化趋势，幅值上也相差不大。



(a) 舰船模型几何尺寸示意图　　(b) 不同方法计算的 RCS 比较

图 6.8 三维舰船目标的双站散射验证

中国知网 https://www.cnki.net

6.3 基于 GO-PO 方法的目标与海面复合电磁散射计算

6.3.1 目标与海面复合电磁散射模型的建立

如图 6.9 所示，目标与海面复合场景散射贡献主要包括海面直接散射贡献、目标直接散射贡献和目标与海面之间的耦合散射贡献，这种耦合作用又包括海面反射波对目标的二次散射贡献和目标反射波对海面的二次散射贡献。这样，目标与海面复合场景的总场可表示为各部分场的相干叠加，即

$$\boldsymbol{E}^{total}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)=\boldsymbol{E}^{sea}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)+\underbrace{\boldsymbol{E}^{target}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)+\boldsymbol{E}^{com}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)}_{\boldsymbol{E}^{diff}} \tag{6-28}$$

传统的海面散射模型通常以海面为研究对象，给出各种参数对其总回波的雷达散射系数的影响。这些模型往往无法给出海面单元散射场的空间信息，包括幅度和相位值，因而很难应用于目标复合散射建模中。针对海上超电大尺寸舰船复杂目标复合散射的应用需求，对于海面直接散射贡献，可采用第三章所给出的优化的海面面元散射场模型进行计算，该模型将海面散射贡献的面元化，因而更加便于复合散射应用。

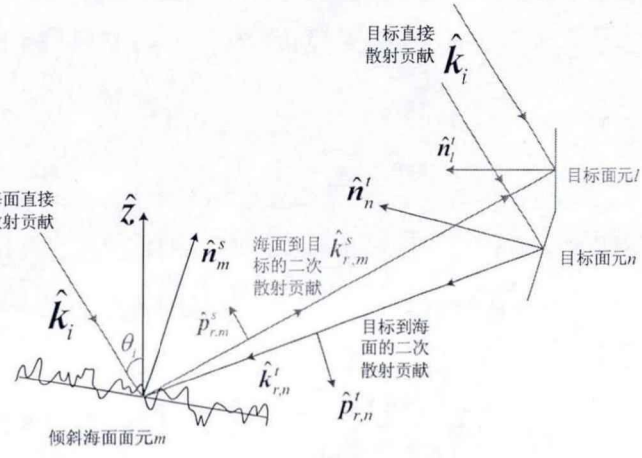


图 6.9 目标与海面复合场景散射贡献示意图

$$\boldsymbol{E}^{sea}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)=\sum_{m=1}^{M}\sum_{n=1}^{N}\begin{cases}E_{pq}^{KA}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right), & \text{specular region}\\ E_{pq}^{tilted}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right), & \text{non-specular region}\end{cases} \tag{6-29}$$

其中

$$\boldsymbol{E}_{pq}^{tilted}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)=\frac{ik^2(\varepsilon-1)\Delta S}{8\pi n_z}F_{pq}e^{-iq\cdot r_0}\frac{e^{ikR}}{R}\left[B(\boldsymbol{k}_s^+)\boldsymbol{I}_0(\boldsymbol{k}_s^+)+B(\boldsymbol{k}_s^-)\boldsymbol{I}_0(\boldsymbol{k}_s^-)\right] \tag{6-30}$$

$$\boldsymbol{E}_{pq}^{KA}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)=\frac{ik\exp\left(ikR_0\right)}{4\pi R_0}E_0\cdot S_{pq}\cdot I_{KA} \tag{6-31}$$

其他参数的详细定义见第三章。对于目标直接散射贡献，采用本章所给出的 GO-PO 方法进行计算：

中国知网 https://www.cnki.net

$$\boldsymbol{E}_{pq}^{target}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)=\sum_{n=1}^{N}\frac{\exp\left(jkR\right)}{4\pi R}\left[\hat{\boldsymbol{q}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\left(\boldsymbol{M}_n-\eta\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\boldsymbol{J}_n\right)\right]\cdot I_n \tag{6-32}$$

对于目标与海面之间的耦合散射贡献，其计算方法与目标二次反射过程的计算方法一样：首先判断海面面元m是否被目标面元n的反射波照射到，如果被照射到，将$\hat{\boldsymbol{p}}\leftarrow\hat{\boldsymbol{p}}_{r,n}^{t}$，$\hat{\boldsymbol{k}}_i\leftarrow\hat{\boldsymbol{k}}_{r,n}^{t}$，$\hat{\boldsymbol{n}}\leftarrow\hat{\boldsymbol{n}}_m^s$，重新计算式(6-9)、(6-14)和(6-15)，就可以得到目标面元n的一次反射场在海面面元m上感应的电磁流$\boldsymbol{M}_{c,mn}^{s},\boldsymbol{J}_{c,mn}^{s}$，进而可以得到目标上所有面元(其前提条件是，该目标面元对入射波的可见度因子$I_{vis,n}^{t}=1$)在海面面元m上感应的电磁流总和$\boldsymbol{M}_{c,m}^{s},\boldsymbol{J}_{c,m}^{s}$：

$$\boldsymbol{M}_{c,m}^{s}=\sum_{n=1}^{N^t}I_{vis,n}^{t}\cdot\boldsymbol{M}_{c,mn}^{s}\cdot I_{vis,mn}^{st} \tag{6-33}$$

$$\boldsymbol{J}_{c,m}^{s}=\sum_{n=1}^{N^t}I_{vis,n}^{t}\cdot\boldsymbol{J}_{c,mn}^{s}\cdot I_{vis,mn}^{st} \tag{6-34}$$

其次，判断目标面元l是否被海面面元m的反射波照射到，如果被照射到，将$\hat{\boldsymbol{p}}\leftarrow\hat{\boldsymbol{p}}_{r,m}^{s}$，$\hat{\boldsymbol{k}}_i\leftarrow\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}^{s}$，$\hat{\boldsymbol{n}}\leftarrow\hat{\boldsymbol{n}}_l^t$，重新计算式(6-9)、(6-14)和(6-15)，就可以得到海面面元m的一次反射场在目标面元l上感应的电流$\boldsymbol{J}_{c,lm}^{t}$，进而可以得到海面上所有面元(其前提条件是，该海面面元对入射波的可见度因子$I_{vis,m}^{s}=1$)在目标面元l上感应的电流总和$\boldsymbol{J}_{c,l}^{t}$：

$$\boldsymbol{J}_{c,l}^{t}=\sum_{m=1}^{N^s}I_{vis,m}^{s}\cdot\boldsymbol{J}_{c,lm}^{t}\cdot I_{vis,lm}^{ts} \tag{6-35}$$

其中，$I_{vis,mn}^{st}$为海面面元m对目标面元n的可见度因子，$I_{vis,lm}^{ts}$为目标面元l对海面面元m的可见度因子。N^t为目标上的面元数，N^s为海面上的面元数。因此，目标与海面之间的耦合散射贡献可以表示为

$$\begin{aligned}\boldsymbol{E}^{cou}\left(\hat{\boldsymbol{k}}_i,\hat{\boldsymbol{k}}_s\right)=&\frac{\exp\left(jkR\right)}{4\pi R}\sum_{m=1}^{N^s}\left[\hat{\boldsymbol{q}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\left(\sum_{n=1}^{N^t}I_{vis,n}^{t}\cdot\boldsymbol{M}_{c,mn}^{s}\cdot I_{vis,mn}^{st}\right.\right.\\&\left.\left.-\eta\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\sum_{n=1}^{N^t}I_{vis,n}^{t}\cdot\boldsymbol{J}_{c,mn}^{s}\cdot I_{vis,mn}^{st}\right)\right]\cdot I_n\\&+\frac{\exp\left(jkR\right)}{4\pi R}\sum_{l=1}^{N^t}\hat{\boldsymbol{q}}\cdot\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\left(-\eta\hat{\boldsymbol{k}}_s\times\sum_{m=1}^{N^s}I_{vis,m}^{s}\cdot\boldsymbol{J}_{c,lm}^{t}\cdot I_{vis,lm}^{ts}\right)\cdot I_n\end{aligned} \tag{6-36}$$

最后，目标与海面复合模型的总场RCS可以表示为

$$\sigma=\lim_{R\to\infty}4\pi R^2\frac{\left|\boldsymbol{E}^{total}\right|^2}{\left|\boldsymbol{E}_i\right|^2} \tag{6-37}$$

6.3.2 算例验证与分析

(1) 简单目标与平面的复合散射

中国知网 https://www.cnki.net

根据 GO-PO 方法，图 6.11 分析了正方形理想导体平面及其上方立方体(几何示意图如图 6.10 所示)的单双站复合散射。这里入射波频率为 10GHz，正方形平面的边长为12λ，立方体边长为2λ。

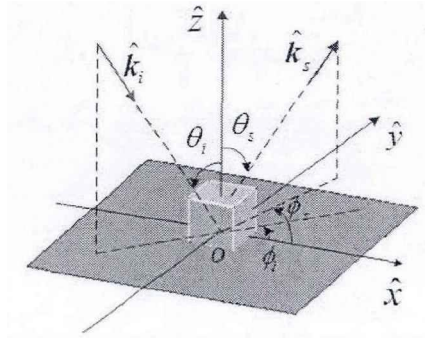


图 6.10 立方体与平面复合散射示意图

图 6.11 显示了 VV 极化时 GO-PO 和 MLFMM 计算得到的立方体与平面的总场 RCS 的比较，及 GO-PO 计算的目标和耦合场 RCS 的结果，其中：(a)为单站散射($\theta_s=\theta_i,\phi_i=0^\circ,\phi_s=\phi_i+\pi$)；(b)为双站散射(入射方向定义为$\theta_i=45^\circ,\phi_i=0^\circ$，散射方向为$\theta_s=\left(-90^\circ\sim 90^\circ\right),\phi_s=0^\circ$)。通过与 MLFMM 总场结果的对比可以看出，单站条件下，GO-PO 的预估结果整体上和 MLFMM 结果吻合的比较好，在近垂直入射区，平板的散射占主导地位，随着入射角的增大，耦合散射将逐渐占主导地位。双站情况下，平板的散射在镜像散射区占主导地位，耦合散射的部分则在后向占主导地位，且 GO-PO 方法与数值方法的主要差别体现在大散射角区域。

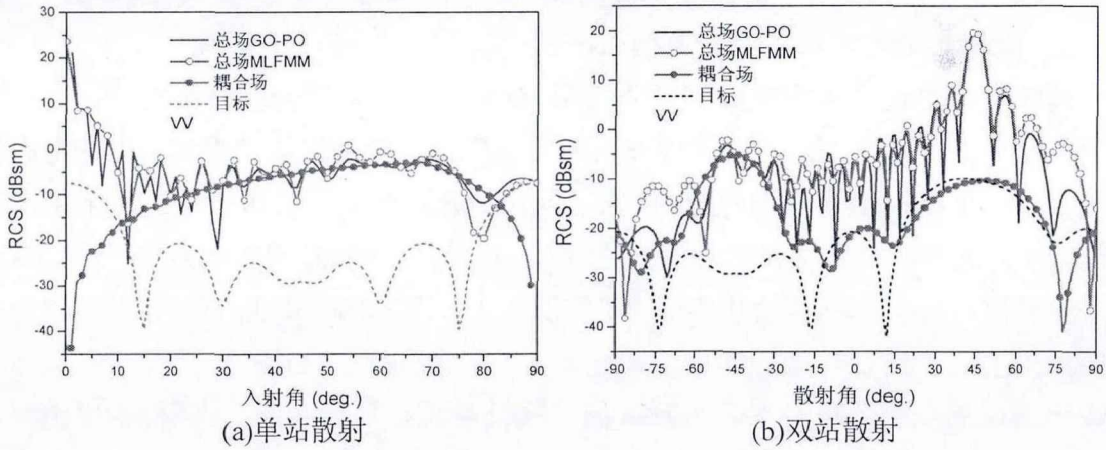
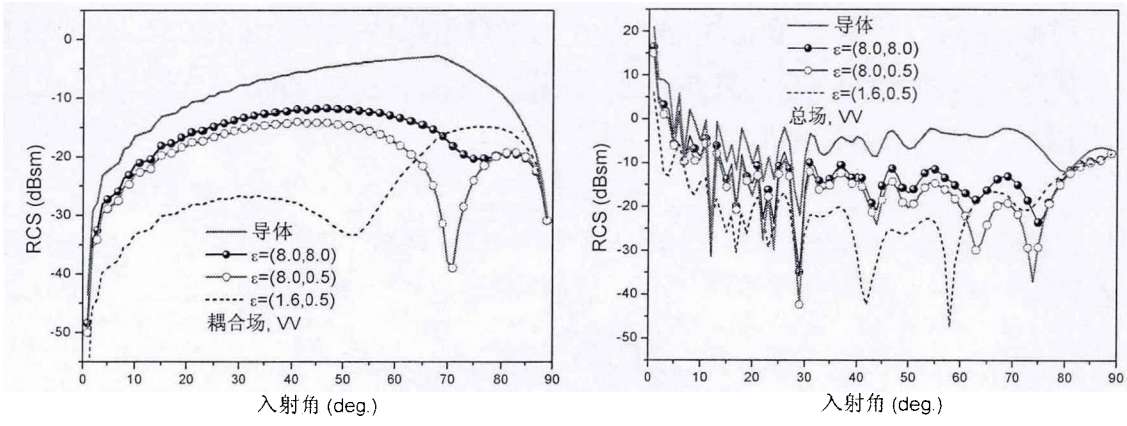


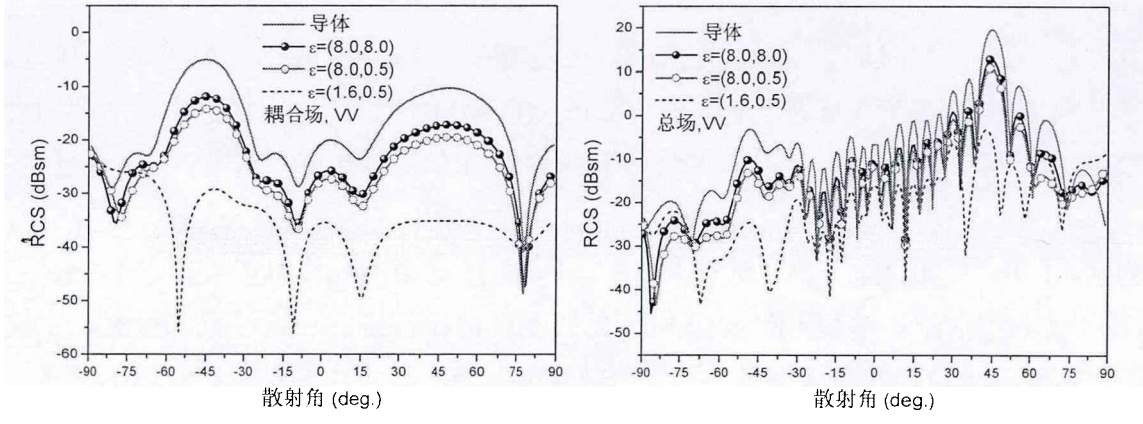
图 6.11 立方体与平面 RCS 算例与验证

图 6.12(a)和(b)分别给出了 VV 极化下不同介电常数的正方形介质平面及其上方理想导体立方体的单站和双站耦合场和总场 RCS 的结果。从图中可以发现，随着正方形平板介电常数的实部或虚部的增加，单站和双站 RCS 的幅值均是增大的，但是都小于导体情况的幅值，此外，介电常数的实部对 RCS 的影响更为明显。

中国知网 https://www.cnki.net



(a)单站散射



(b)双站散射

图 6.12 不同介电常数的正方形介质平面及其上方理想导体立方体的散射情况

(2) 舰船目标与海面的复合散射

传统的四路径方法根据镜像原理，将目标与粗糙面的耦合散射作用简化为目标与无限大平面的相互作用，其总场可表示为各镜像路径的散射场的叠加。为了考虑粗糙度对目标与粗糙面耦合作用的影响，修正四路径方法在复反射系数中引入了粗糙表面反射因子，从而简单地将粗糙面的高度标准偏差对耦合散射的影响考虑进去。GO-PO 方法在处理目标与海面耦合作用时，可以根据大尺度海面上面元法向的不同将大尺度海面粗糙度的影响合理地考虑进去。例如，在计算目标面元 n 的一次反射场在海面面元 m 上感应的电磁流以及海面面元 m 的一次反射场在目标面元 l 上感应的电流时，需要记录海面面元 m 的法向 $\hat{\boldsymbol{n}}_m^s$、反射波的波矢量 $\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}^s$ 和极化矢量 $\hat{\boldsymbol{p}}_{r,m}^s$，这些量中都包含了大尺度海面上面元的空间信息。

图 6.13 比较了 HH 极化时修正四路径[158]和 GO-PO 方法计算得舰船目标与海面复合双站散射结果，其中，入射波频率为 5GHz，入射角为 $\theta_i = 60^\circ$，海面风速为 1.5m/s，风向为 0°，从图中可以看出，对于微粗糙海面，GO-PO 方法计算所得总场和耦合场的 RCS 果与修正四路径方法所得的结果吻合的比较好。

中国知网 https://www.cnki.net

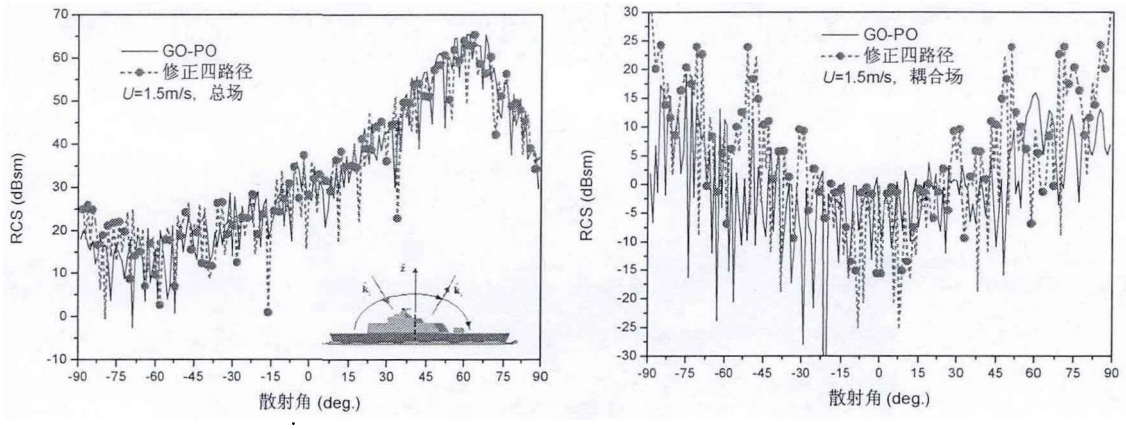


图 6.13 不同方法计算的舰船与海面复合双站散射的比较

图 6.14 比较了不同风速时修正四路径和 GO-PO 方法计算得舰船目标与海面耦合场 RCS 的结果，其中，入射波频率为 5GHz，HH 极化，入射角为 $\theta_i = 60^\circ$，从图中可以看出，用修正四路径计算的耦合场随风速的变化比较剧烈，这是由于修正四路径模型中复反射系数的修正系数对表面粗糙度的变化比较敏感，因此根据粗糙表面反射因子修正的复反射系数随风速的变化比较剧烈，可见修正四路径方法只适合于计算微粗糙海面与目标的复合散射。而 GO-PO 方法在处理目标与海面耦合作用时，可以根据大尺度海面上面元法向的不同将大尺度海面粗糙度的影响合理地考虑进去，因此更加适合于目标与海面的复合散射。

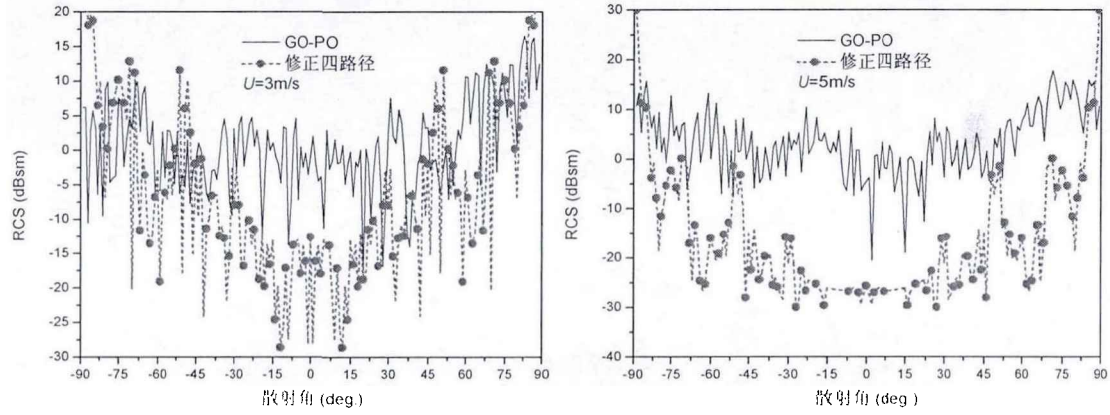


图 6.14 不同方法计算的船海耦合场的比较

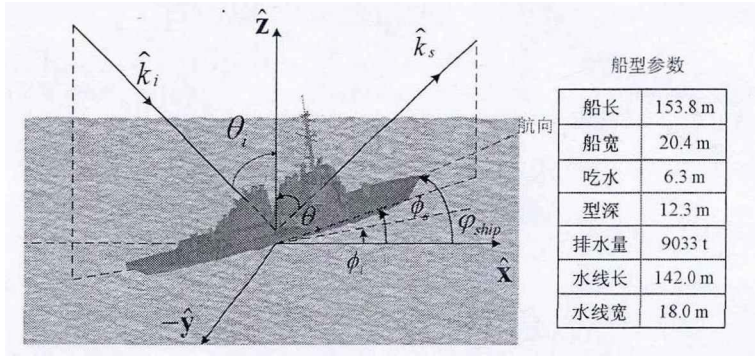
6.4 舰船目标与海面复合双站散射特性研究

6.4.1 舰船与海面复合场景的 RCS

本节将计算分析不同条件(风速、入射角、航向等)下海面背景、舰船目标及其复合双站雷达散射特性，为 GNSS-R 信号机载和星载平台目标探测新体制的建立提供理论依据，并为 GNSS-R 信号机载、星载平台目标探测系统的研制奠定基础。舰船的几何结构和尺寸参数、及其与海面复合散射如图 6.15 所示。其中，入射频率为 1.57GHz，

中国知网 https://www.cnki.net

入射方位何散射方位都为$\phi_i=\phi_s=0^\circ$，海面网格大小为 1.0 m×1.0 m，风向为0°，海面面积为 300 m×300 m。



船长	153.8 m
船宽	20.4 m
吃水	6.3 m
型深	12.3 m
排水量	9033 t
水线长	142.0 m
水线宽	18.0 m

图 6.15 舰船几何结构及其与海面复合散射示意图

图 6.16 给出了舰船目标与海面双站复合散射随散射角的变化规律。入射角为$\theta_i=30^\circ$，风速为 5 m/s，航向为$\varphi_{ship}=0^\circ$。从图中可以看出，在镜像散射区，海面的散射占主导地位，在后向，目标和耦合散射的贡献占主导地位，VV 极化条件下，耦合场的贡献基本被海面的散射贡献淹没，而在 HH 极化条件下，海面的散射贡献相对于 VV 极化时的值要小一些，因此在后向大散射角下耦合场要大于海面的散射贡献。

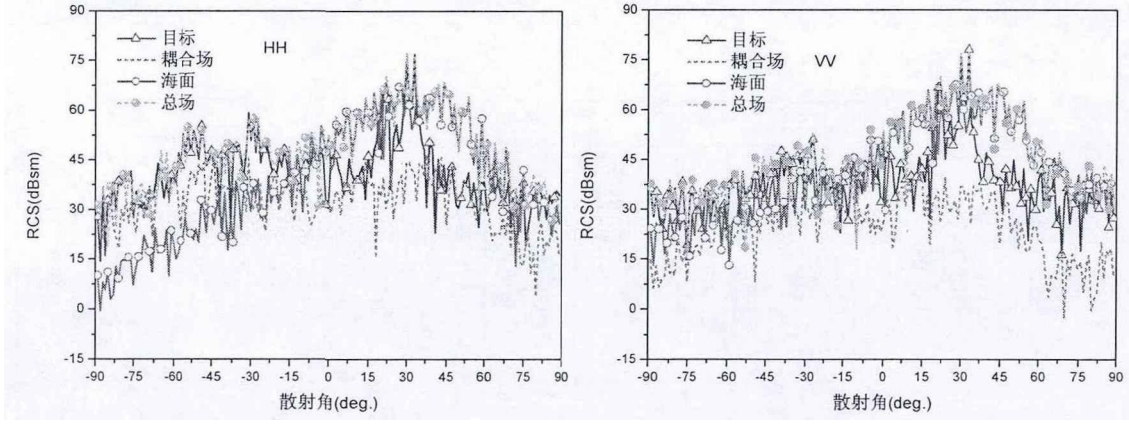


图 6.16 不同极化时船海双站 RCS 随散射角的变化

图 6.17 比较了 HH 极化时不同入射角下舰船和海面复合双站 RCS 随散射角的变化情况，风速为 5m/s，航向为$\varphi_{ship}=0^\circ$。从图中可以看出，随着入射角的增大，目标镜像点处的 RCS 值变小；对于耦合场的 RCS，随着入射角的增大，在大散射角区域的 RCS 逐渐增大，在小散射角区域的 RCS 逐渐减小。从图 6.18 中，不同入射角时舰船上感应电流的分布可以更加直观看出，入射波、舰船上面元的一次反射波以及海面上面元的一次反射波对舰船上面元的照射情况。

中国知网 https://www.cnki.net

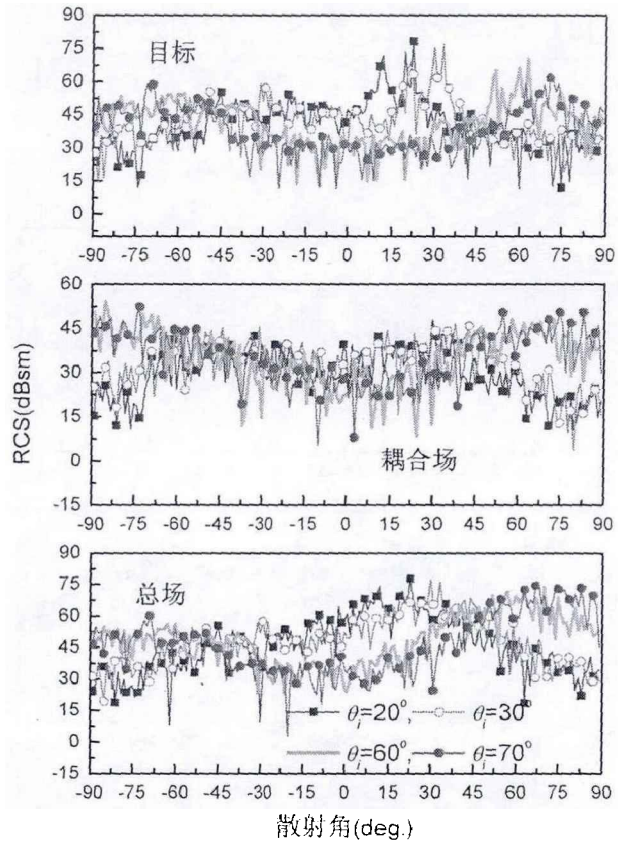


图 6.17 不同入射角时船海双站 RCS 随散射角的变化

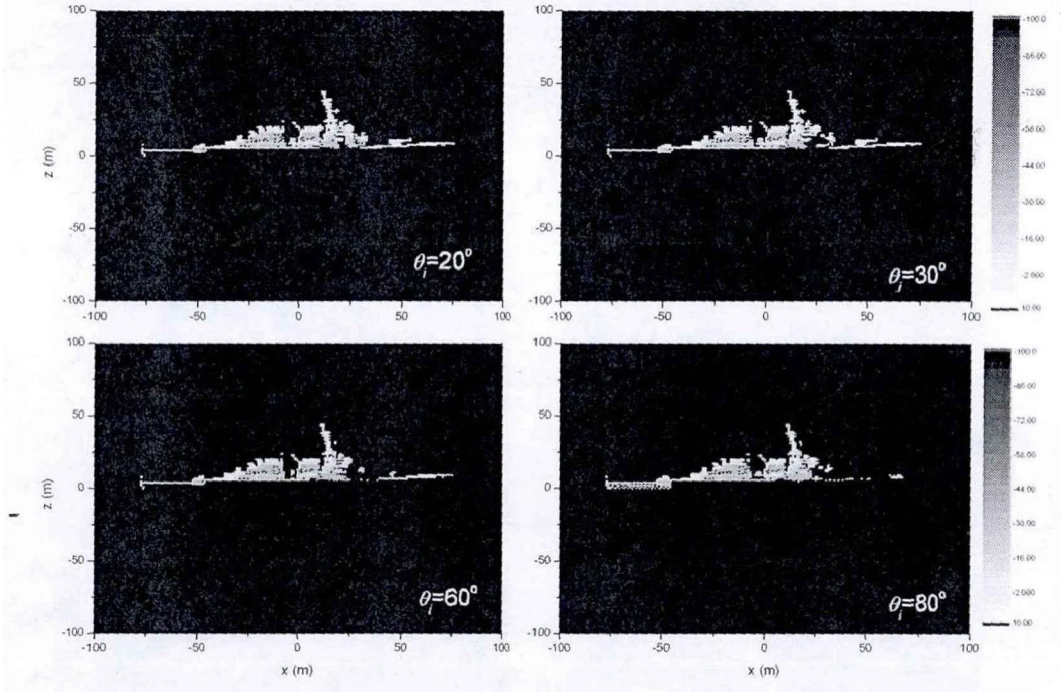


图 6.18 不同入射角时舰船上感应电流的分布

图 6.19 比较了 HH 极化时不同航向时舰船和海面复合双站 RCS 随散射角的变化情况。其中，入射角为 $\theta_i = 30°$，风速为 5m/s，航向为 $\varphi_{ship} = 0°, 30°, 60°, 90°$。从图中可以看出，由于航向的不同，舰船上的面元对入射波、舰船上其他面元的一次反射波以及海面上面元的一次反射波的可见度不同，所以目标和耦合场的 RCS 在不同航向

中国知网 https://www.cnki.net

时差异比较明显，且目标和耦合场的 RCS 在航向为 0° 和 90° 的时候比航向为 30° 和 60° 的时候要大一些。从图 6.20 中，不同航向时舰船上感应电流的分布可以更加直观看出，入射波、舰船上面元的一次反射波以及海面上面元的一次反射波对舰船上面元的照射情况。

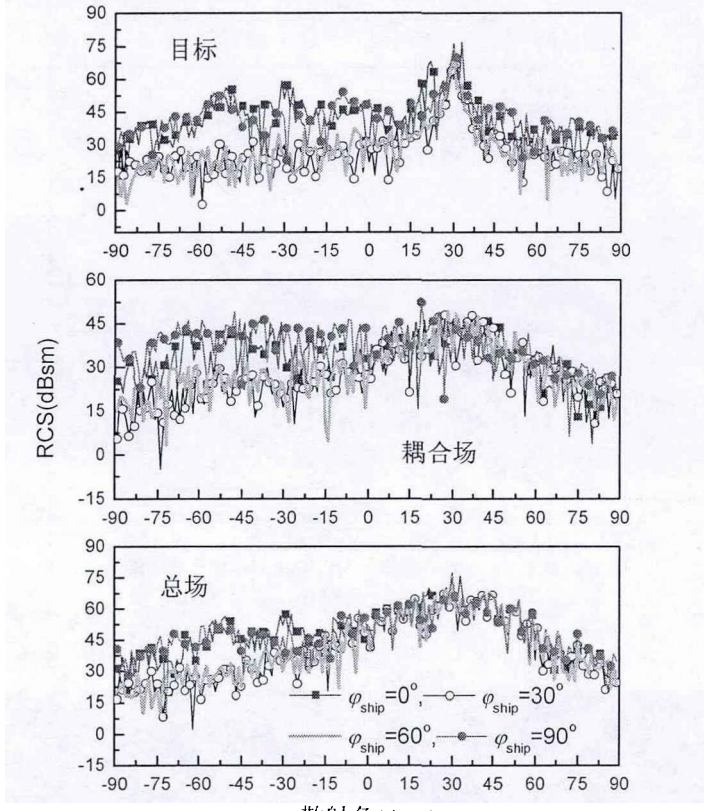


图 6.19 不同航向时船海双站 RCS 随散射角的变化

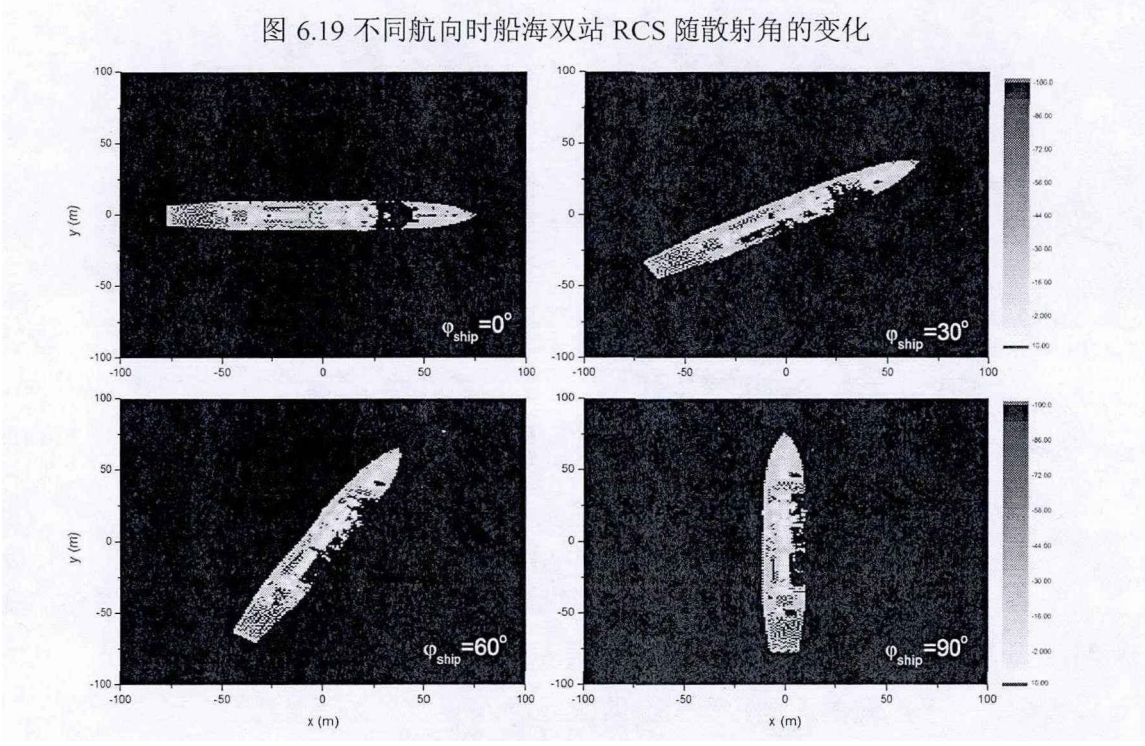


图 6.20 不同航向时舰船上感应电流的分布

中国知网 https://www.cnki.net

图 6.21 比较了 HH 极化时不同风速下舰船和海面复合双站 RCS 随散射角的变化情况。从图中可以看出，在后向，较大风速时的海面的 RCS 比较小风速时的海面的 RCS 要大，而较大风速时的耦合场的 RCS 比较小风速时的耦合场的 RCS 要小，因此，在风速较大时，耦合场在后向的相对贡献比较小。

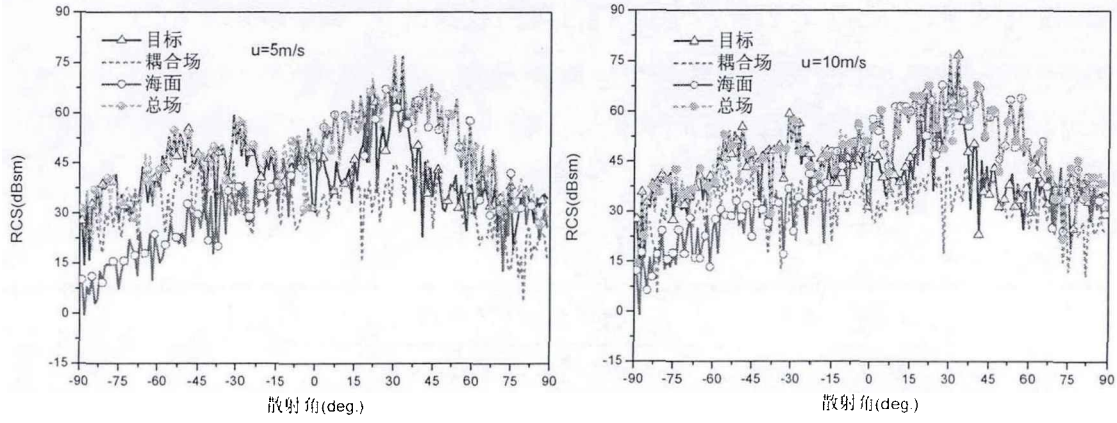


图 6.21 不同风速时船海双站 RCS 随散射角的变化

6.4.2 舰船与海面复合 SAR 成像模拟

如图 6.22 所示，假设发射器和接收器沿 $\hat{y}$ 平行飞行且飞行速度都为 V 运动，θ_I 和 θ_s 分别为入射角和散射角；θ_T 和 θ_R 分别为发射、接收平台的斜视角；R_T 和 R_R 分别为发射、接收平台波束中心线指向目标时与该点目标 $P(x_0, y_0)$ 的距离。假设发射和接收的方向函数都是高斯函数，则图像的能量密度函数为[205]：

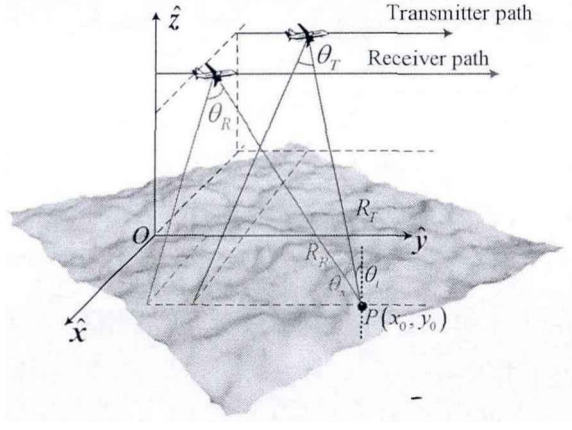


图 6.22 双站 SAR 几何示意图

$$\left\langle \left| e\left(x, y; x_0, y_0\right) \right|^2 \right\rangle = \frac{\pi}{2} T^2 \sigma\left(x_0, y_0\right) \frac{\rho_a}{\rho_a'} \exp\left[-\frac{\left(R_T \sin\theta_I - R_R \sin\theta_R\right)^2}{V^2 T^2} \right]$$

$$\cdot \exp\left\{ -\frac{\pi^2}{\rho_a'^2} \left[y - y_0 + \frac{R_T R_R \left(\cos^2\theta_T \sin\theta_I + \cos^2\theta_R \sin\theta_R\right)}{R_R \cos^2\theta_T + R_T \cos^2\theta_R} \right.\right. \tag{6-38}$$

$$\left.\left. - \frac{2}{V} \frac{R_T R_R}{R_R \cos^2\theta_T + R_T \cos^2\theta_R} \overline{U}_T' \right] \right\} \cdot f_t\left(x - x_0\right)$$

中国知网 https://www.cnki.net

其中，$f_r(\cdot)$为距离向分辨函数；$\rho_a=\dfrac{\lambda N_l}{VT\left(\cos^2\theta_T/R_T+\cos^2\theta_R/R_R\right)}$，$\lambda$为雷达波长，$T$为积分时间，$\rho_a'=\rho_a\sqrt{1+\pi^2T^4\overline{A}_r^2/\lambda^2+\dfrac{T^2}{\tau_s^2}}$表示受长波运动影响的方位向分辨率，$\tau_s$为海面相关时间，$\overline{U}_T^r$和$\overline{A}_T^r$表示积分时间内海面长波的平均速度和加速度。

这样，Bis-SAR 的图像强度分布可以表示为：

$$\begin{aligned}\langle I(x,y)\rangle&=\int_{-L_x/2}^{L_x/2}\int_{-L_y/2}^{L_y/2}\left\langle\left|e(x,y;x_0,y_0)\right|^2\right\rangle dx_0dy_0\\&=\frac{\pi}{2}T^2\exp\left[-\frac{\left(R_T\sin\theta_T-R_R\sin\theta_R\right)^2}{V^2T^2}\right]\cdot\int_{-L_x/2}^{L_x/2}\int_{-L_y/2}^{L_y/2}\frac{\rho_a}{\rho_a'}\sigma(x_0,y_0)f_r(x-x_0)\\&\cdot\exp\left\{-\frac{\pi^2}{\rho_a'^2}\left[y-y_0+\frac{R_TR_R\left(\cos^2\theta_T\sin\theta_T+\cos^2\theta_R\sin\theta_R\right)}{R_R\cos^2\theta_T+R_T\cos^2\theta_R}\right.\right.\\&\left.\left.-\frac{2}{V}\frac{R_TR_R}{R_R\cos^2\theta_T+R_T\cos^2\theta_R}\overline{U}_T^r\right]\right\}dx_0dy_0\end{aligned}\tag{6-39}$$

下面将给出舰船与海面的复合 Bis-SAR 图像仿真，舰船与海面复合场景如图 6.15 所示。仿真参数为：入射频率为 1.57GHz，入射方位何散射方位都为$\phi_i=\phi_s=0^\circ$，海面网格大小为 1.0m×1.0m，风向为0°，海面面积为 300m×300m。SAR 参数如表 6.1 所示。

表 6.1 SAR 仿真参数

参数	f(GHz)	θ_{sqT}	θ_{sqR}	$(R/V)_T$	$(R/V)_R$	T(s)	N_l
SAR	1.57	-π/8	π/8	60	40	0.2	2

图 6.23 给出了 HH 极化时不同入射角下舰船和海面复合 Bis-SAR 图像，风速为 5 m/s，航向为$\varphi_{ship}=0^\circ$，入射角和散射角分别为$\theta_i=\theta_s=20^\circ,30^\circ,60^\circ,70^\circ$。从图像中可以看出，舰船目标上的强散射点，例如天线、船体部分结构组成的角反射面，在图像中体现得较为明显，由于入射角的不同，面元之间的相互遮挡情况不同，即舰船上的面元对入射波、对舰船上其他面元的一次反射波以及对海面上面元的一次反射波的可见度不同，因此从图像中也可以看出，不同入射角时舰船上的强度分布是不同的。

图 6.24 给出了 HH 极化时不同航向时舰船和海面复合 Bis-SAR 图像，风速为 5 m/s，入射角和散射角为$\theta_i=\theta_s=30^\circ$，航向分别为$\varphi_{ship}=0^\circ,45^\circ,60^\circ,90^\circ$。从图像中可以看出，由于舰船摆放位置即航向的不同，面元之间的相互遮挡情况不同，使得目标与海面之间的耦合场不同，因此不同航向时舰船上的强度分布也是不同的。

中国知网 https://www.cnki.net

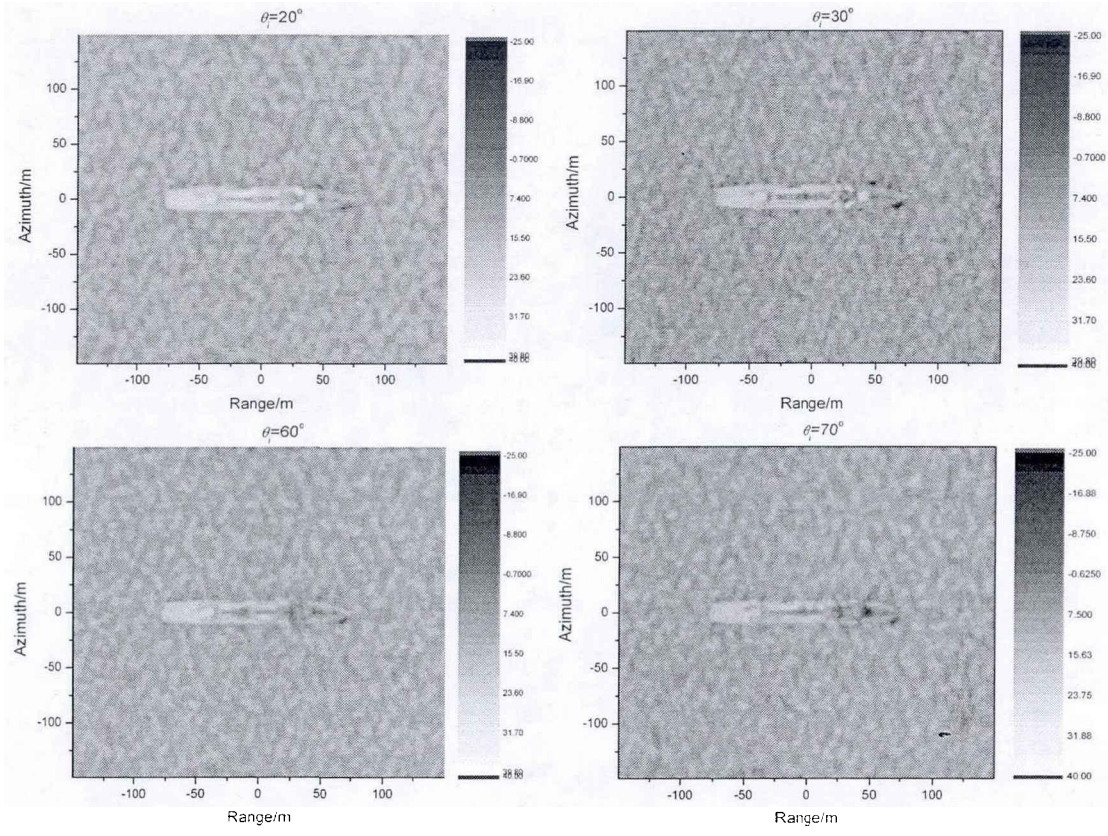


图 6.23 不同入射角时舰船与海面复合 Bis-SAR 图像

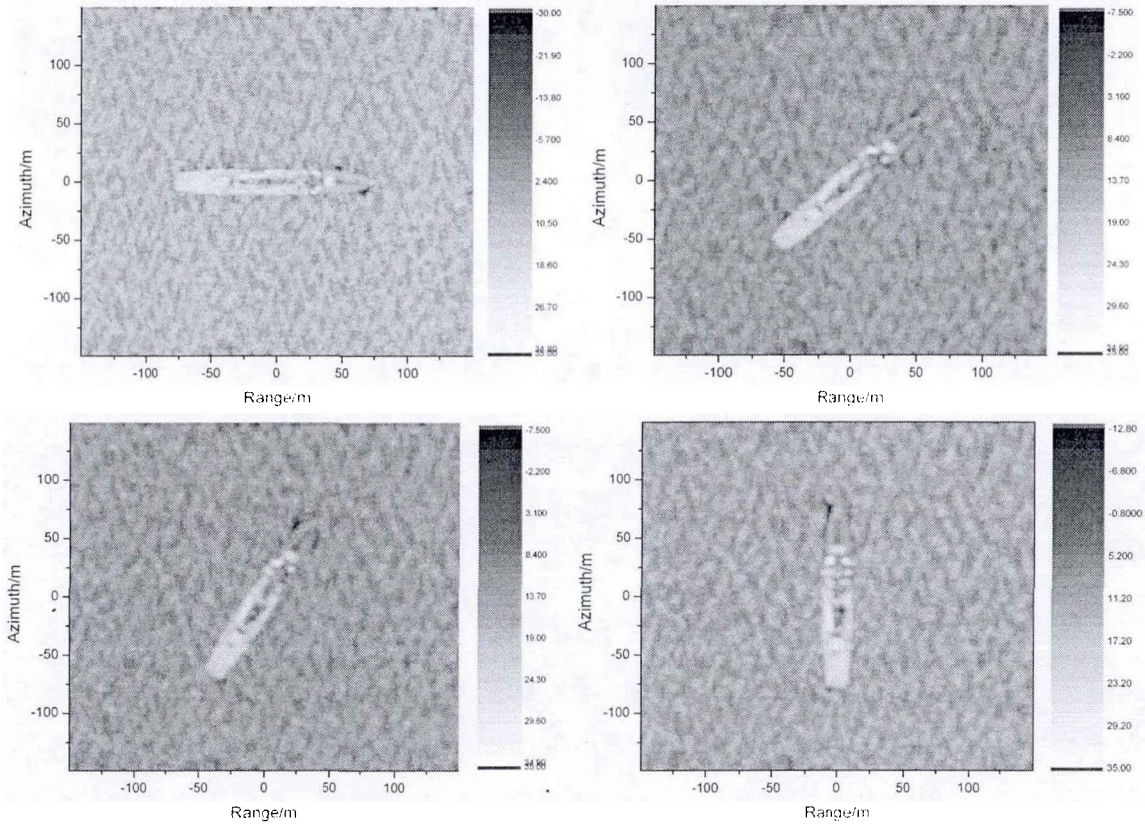


图 6.24 不同航向时舰船与海面复合 Bis-SAR 图像

中国知网 https://www.cnki.net

图 6.25 给出了 HH 极化时不同风速时舰船和海面复合 Bis-SAR 图像，风速分别为 5 m/s 和 10m/s，入射角和散射角为 $\theta_i = \theta_s = 30^\circ$，航向为 $\varphi_{ship} = 0^\circ$。从图像中可以看出，由于风速的不同，海面的 RCS 及目标与海面之间的耦合场不同，因此不同风速时舰船与海面复合 Bis-SAR 强度也明显不同。

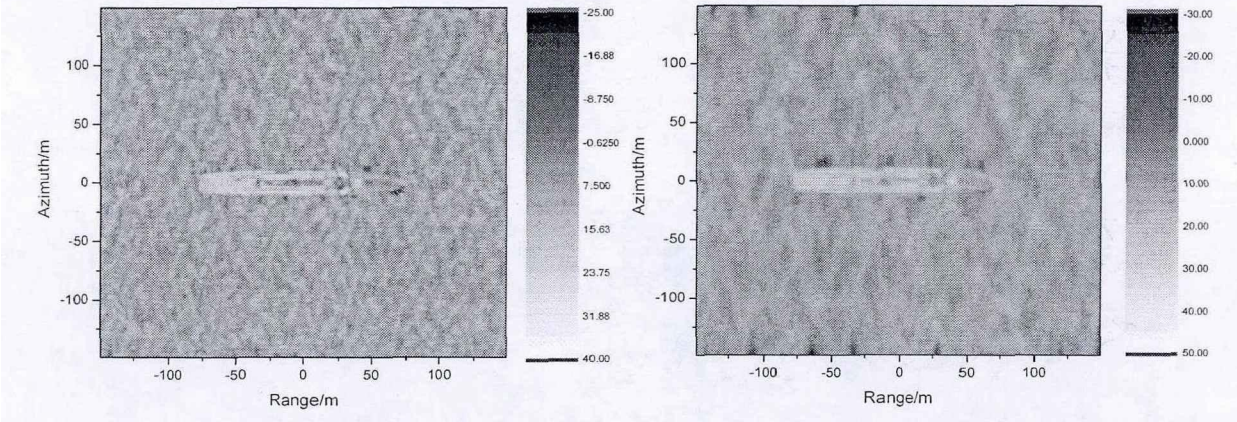


图 6.25 不同风速时舰船与海面复合 Bis-SAR 图像

图 6.26 给出了 HH 极化时不同舰船和海面复合 Bis-SAR 图像，风速为 5 m/s，入射角和散射角为 $\theta_i = \theta_s = 30^\circ$，航向为 $\varphi_{ship} = 0^\circ$。从图像中可以看出，由于舰船结构的不同，舰船上的 RCS 以及舰船与海面之间的耦合场也就不同，因此从舰船上的强散射点分布可以区分出舰船具有不同的结构。

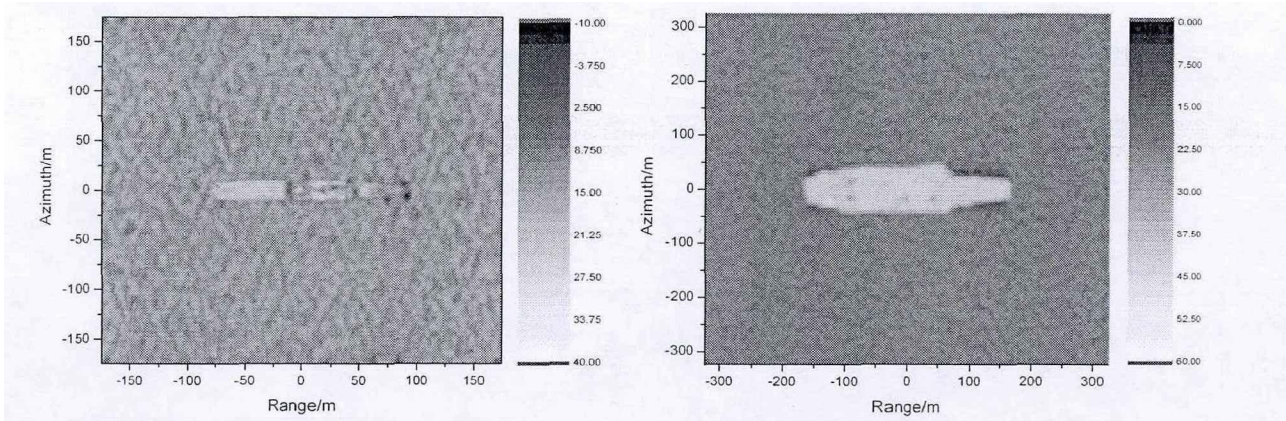


图 6.26 不同舰船与海面复合 Bis-SAR 图像

6.5 本章小结

本章首先根据几何光学法(GO)，分析了目标上面元对入射波及一次反射波可见度的判断方法，根据物理光学法(PO)，给出了入射波和一次反射波感应的电磁流，并建立了三维复杂目标的散射场模型。然后根据海面面元散射场模型和 GO-PO 方法，建立了适合于电大尺寸场景的目标与海面复合散射的电磁模型，并用已有的方法验证了所提出模型的适用性，最后计算分析不同条件下舰船目标与海面的复合双站雷达散射特性，为 GNSS-R 信号机载和星载平台目标探测新体制的建立提供理论依据，舰船与

中国知网 https://www.cnki.net

海面复合 Bis-SAR 成像的模拟也验证了模型的适用性。

本章所建立的 GO-PO 方法在处理目标与海面耦合作用时，可以根据大尺度海面上面元法向的不同将大尺度海面粗糙度的影响合理地考虑进去。例如，在计算目标面元 n 的一次反射场在海面面元 m 上感应的电磁流以及海面面元 m 的一次反射场在目标面元 l 上感应的电流时，需要记录海面面元 m 的法向 $\hat{\boldsymbol{n}}_m^s$、反射波的波矢量 $\hat{\boldsymbol{k}}_{r,m}^s$ 和极化矢量 $\hat{\boldsymbol{p}}_{r,m}^s$，这些量中都包含了大尺度海面的粗糙度。另外，在计算目标散射场和目标与海面的耦合场时，可以根据面元之间的相互遮挡作用，更加合理的计算面元的二次散射贡献。

中国知网 https://www.cnki.net

中国知网 https://www.cnki.net

第七章　时变海面及其上运动舰船复合电磁散射研究

7.1 引言

海面运动舰船目标的时变散射回波信号的建模与仿真是一项非常复杂的工作。首先，就舰船目标本身而言，由于它具有超大电尺寸和复杂精细的结构，使得船类目标电磁散射计算的机理和精度很难把握；其次，海面的时变性、随机性以及粗糙度等多种因素的影响，海面对电磁波的散射和反射是随时间变化的；第三，舰船目标与海面之间的电磁耦合作用非常复杂，此外，运动舰船目标的平移运动和旋转运动使得舰船在海面上的姿态随时间不断变化，这种姿态变化对舰船目标的散射信号和舰船与海面之间的耦合散射信号产生强烈的调制作用，从而使时变海面运动舰船目标的电磁散射建模变得更加复杂。

关于海面与舰船目标耦合散射的研究，一般很少考虑由于舰船目标姿态变化导致的目标散射特性的变化。Burkholder 等[85][137]在时变海面与目标的电磁散射计算中考虑了目标升沉和横摇 2 个自由度的影响，而且漂浮目标的结构相对比较简单。对于海面上真实舰船目标，由于海面与舰船之间相互作用，使得舰船在海面发生平移和旋转运动，舰船的这种动态运动属于六自由度运动，即纵荡、横荡、垂荡、横摇、纵摇和艏摇运动。因此，非常有必要研究海面上运动舰船目标的六自由度运动随时间的变化情况，进而可以研究运动舰船姿态的变化对舰船目标和舰船与海面之间的耦合电磁散射的调制影响。

船舶在波浪中的运动研究属于船舶水动力学理论研究范畴，切片法是一种比较成熟的船舶在波浪中运动的建模方法，基于该方法，首先可以计算得到船体各切片的附加质量、阻尼和激励，然后求解由边界条件组成的二维流势线性方程系统，可以得到波浪和船舶运动之间的幅值响应算子，最后利用波浪遭遇谱和幅值响应算子得到船舶在波浪上的运动。时变海面上舰船目标的运动是非常复杂的，但又具有一定的水动力学规律。舰船目标的运动建模是海面舰船目标全动态散射特征信号建模与仿真的基础，也可以应用到 ISAR 仿真中[206][207]。下面我们将结合 PDSTRIP(Public Domain Strip Method)方法给出了船体六自由度运动的理论、切片轮廓上补偿点的生成方法以及确定波面轮廓上的船舶运动建模方法，以此仿真了不同海况下和不同船速下不同船舶目标的运动姿态随时间的变化规律，并进一步研究海面上运动舰船目标雷达散射信号的时变特性。

中国知网 https://www.cnki.net

7.2 舰船水动力建模方法

船体切片的划分如图 7.1 所示，对每一个切片来说，流动是二维的，各切片的流体动力问题可独立求解。下面首先定义了船舶六自由度运动的坐标系，然后根据 PDSTRIP 方法，介绍了船舶受力平衡方程中水动力系数求解方法。

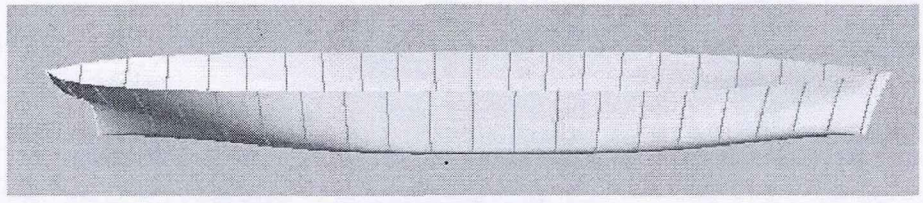


图 7.1 船体切片示意图

7.2.1 船舶六自由度运动的坐标系定义

船舶在海面上的六自由度运动是指沿轴的平移运动和围轴的旋转运动，如图 7.2 所示，平移运动包括纵荡(surge，u_1)、横荡(sway，u_2)和垂荡(heave，u_3)，旋转运动包括横摇(roll，u_4)、纵摇(pitch，u_5)和艏摇(yaw，u_6)。

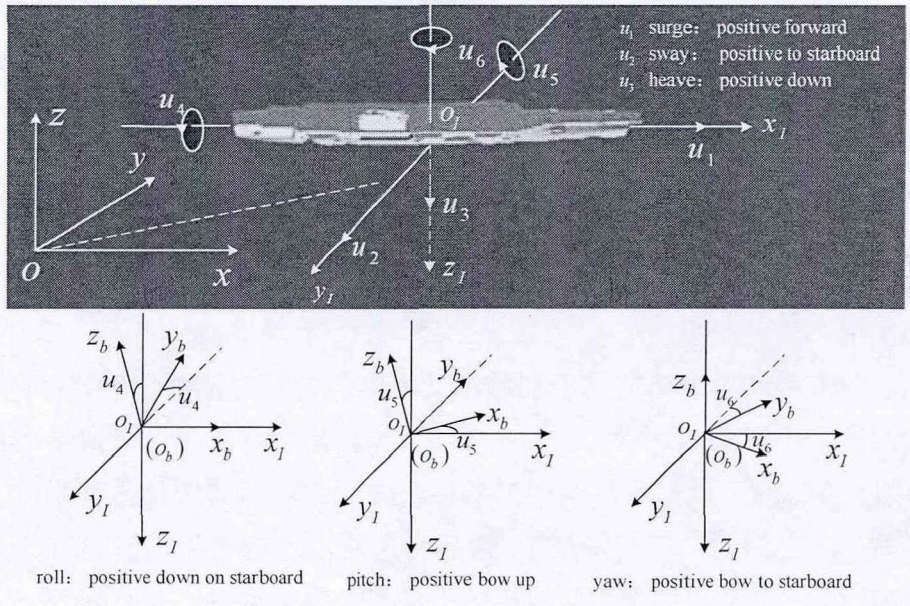


图 7.2 船舶在波浪上六自由度运动示意图及坐标系定义

根据船舶水动力理论，描述和分析船舶六自由度运动一般需要借助三种坐标系，即全局坐标系$\{\hat{x}, \hat{y}, \hat{z}\}$、惯性坐标系$\{\hat{x}_I, \hat{y}_I, \hat{z}_I\}$和船体固定坐标系$\{\hat{x}_b, \hat{y}_b, \hat{z}_b\}$，如图 7.2 所示。全局坐标系是用来研究船体在动态海面上的运动特性以及复合船海场景的散射特性；惯性坐标系是用来定义船舶的基本运动方程，它的三个坐标轴$\hat{x}_I$，$\hat{y}_I$，$\hat{z}_I$分别指向船首，右舷和船底，惯性坐标系随平稳船速向前移动，但不随船体运动而变化；船体固定坐标系指随船体运动的坐标系，是用来描述船体几何结构，重心坐标和质量惯性矩的，其坐标轴$\hat{x}_b$，$\hat{y}_b$，$\hat{z}_b$分别指向船首，左舷和向上，坐标中心一般设

中国知网 https://www.cnki.net

在船体重心，并随着船体运动姿态的不同，船体固定坐标系不断的变化。设船体固定坐标系下的六自由度运动矢量为 $\hat{\boldsymbol{u}}=\{u_1,u_2,u_3,u_4,u_5,u_6\}$，其中 u_1,u_2,u_3 为长度量，u_4,u_5,u_6 为角度量，根据图 7.2，惯性坐标系和船体固定坐标系的关系可表示为

$$\begin{bmatrix} x_I \\ y_I \\ z_I \end{bmatrix}=\left[A_{roll}A_{pitch}A_{yaw}\right]\begin{bmatrix} x_b \\ y_b \\ z_b \end{bmatrix}+\begin{bmatrix} u_1 \\ u_2 \\ u_3 \end{bmatrix} \tag{7-1}$$

其中，

$$A_{roll}=\begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -\cos u_4 & \sin u_4 \\ 0 & -\sin u_4 & -\cos u_4 \end{bmatrix}$$

$$A_{pitch}=\begin{bmatrix} \cos u_5 & 0 & -\sin u_5 \\ 0 & -1 & 0 \\ -\sin u_5 & 0 & -\cos u_5 \end{bmatrix},A_{yaw}=\begin{bmatrix} \cos u_6 & \sin u_6 & 0 \\ \sin u_6 & -\cos u_6 & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix} \tag{7-2}$$

根据图 7.3，惯性坐标系和全局坐标系的关系可表示为

$$\begin{bmatrix} x \\ y \\ z \end{bmatrix}=\begin{bmatrix} \cos\varphi_s & \sin\varphi_s & 0 \\ \sin\varphi_s & -\cos\varphi_s & 0 \\ 0 & 0 & -1 \end{bmatrix}\begin{bmatrix} x_I \\ y_I \\ z_I \end{bmatrix}+\begin{bmatrix} \upsilon_s\cos\varphi_s t \\ \upsilon_s\sin\varphi_s t \\ 0 \end{bmatrix} \tag{7-3}$$

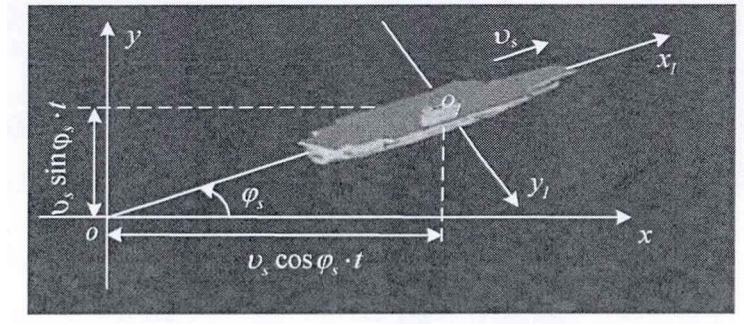


图 7.3 船速与航向在全局坐标系中的表示

7.2.2 船体切片的附加质量、阻尼和激励矩阵的计算

(1) 二维流势的解

为了确定船体切片的附加质量和阻力，需要计算对称或不对称船体周围不可压缩的二维流势的解，假设流随时间以角频率 ω 正弦振荡，则流势可以表示为

$$\phi(y,z,t)=\mathrm{Re}\left[\hat{\phi}(y,z)e^{i\omega t}\right] \tag{7-4}$$

若船具有向前的速度 υ_s，这时船速的附加效应使得船体切片看作以遭遇频率 ω_e 振荡。在式(7-4)中，二维流势必须满足以下条件：

1. Laplace 方程（由于流体的不可压缩性）：$\phi_{yy}+\phi_{zz}=0$，$z>0$

2. 底部条件：浅水：$\phi_z=0$，$z=H$，H 表示水深。深水：$\lim_{z\to\infty}\phi_z=0$。

3. 自由表面条件：$\phi_{tt}-g\phi_z=0$，$z=0$

中国知网 https://www.cnki.net

4. 船体边界条件：$\nabla\phi\cdot\boldsymbol{n}=\boldsymbol{v}\cdot\boldsymbol{n}$，$\boldsymbol{v}$ 为船体表面某点的速度，$\boldsymbol{n}$ 为该点的外法向。

5. 辐射条件：$\phi=\mathrm{Re}\left[\frac{-ic\hat{\zeta}}{\sinh(kH)}\cosh\left(k\left[z-H\right]\right)e^{i(\omega t\mp ky)}\right]$，在指数项中，负号代表波沿 $+y$ 方向传播，正号则代表波沿相反地方向传播。

相应地，根据式(7-4)，势的复振幅 $\hat{\phi}$ 则必须满足一下条件

$$\hat{\phi}_{yy}+\hat{\phi}_{zz}=0,\quad z>0 \tag{7-5a}$$

$$\text{浅水：}\hat{\phi}_z=0,\quad z=H;\ \text{或深水：}\lim_{z\to\infty}\hat{\phi}_z=0 \tag{7-5b}$$

$$\left(\omega^2/g\right)\hat{\phi}+\hat{\phi}_z=0,\quad z=0 \tag{7-5c}$$

$$\nabla\hat{\phi}\cdot\boldsymbol{n}=\hat{\boldsymbol{v}}\cdot\boldsymbol{n} \tag{7-5d}$$

$$\hat{\phi}_y=\mp ik\hat{\phi} \tag{7-5e}$$

其中，$\hat{\boldsymbol{v}}$ 为船体速度 $\boldsymbol{v}=\mathrm{Re}\left(\hat{\boldsymbol{v}}e^{i\omega t}\right)$ 的复振幅。

根据“patch method”[208]，可以将势 $\hat{\phi}$ 近似为点源的叠加，即

$$\hat{\phi}(y,z)=\sum_{i=1}^{n}q_i\frac{1}{2}\ln\left[\left(y\text{-}y_i\right)^2+\left(z-z_i\right)^2\right] \tag{7-6}$$

其中，q_i 为位于 $(y_i,\ z_i)$ 处点源的强度。除了位于切片轮廓内或 z=0 表面上的点源 $(y_i,\ z_i)$，式(7-6)处处满足 Laplace 方程(7-5a)。对于任何切片轮廓上相邻两个补偿点之间的中点附近可以产生一个点源，并且点源一般位于相邻两个补偿点的中点向切片内部转移1/20倍的轮廓段长度的位置处。

对于船体边界条件，式(7-5d)的左端沿补偿点 A 和 B 的轮廓段的积分可以表示为点源强度乘以诱导源 S 与补偿点 A 和 B 之间的夹角(β_i)除以 2π。这样，式(7-5d)的左端沿所有轮廓段的积分可以表示为所有源诱导的流的叠加，即

$$\int\nabla\hat{\phi}\cdot\boldsymbol{n}ds=\frac{1}{2\pi}\sum_{i=1}^{n}q_i\beta_i \tag{7-7}$$

对于自由表面条件，式(7-5c)的第二项同样可以用上述的方法进行处理，而第一项沿补偿点 A 和 B 的轮廓段的积分可以近似为

$$\int_A^B\hat{\phi}ds\approx\frac{1}{2}\left\{\phi\left(A+0.316\left[B-A\right]\right)+\phi\left(A+0.684\left[B-A\right]\right)\right\}\cdot\left|B-A\right| \tag{7-8}$$

利用镜像源，式(7-6)可以精确地满足浅水情况下的底部条件式(7-5b)，其中，点 $(y_i,\ z_i)$ 处源的镜像源位于底部下面 $(y_i,\ 2H\text{-}z_i)$ 处。对于深水，点源方法近似的流势式(7-6)能自动地满足深水情况下的底部条件(7-5b)。

根据式(7-8)，式(7-5e)表示的辐射条件沿补偿点 A 和 B 之间轮廓段的积分可以表示为

$$\phi_B-\phi_a=\mp\frac{ik}{2}\left\{\phi\left(A+0.316\left[B-A\right]\right)+\phi\left(A+0.684\left[B-A\right]\right)\right\}\cdot\left(y_B-y_A\right) \tag{7-9}$$

整理可以得到

中国知网 https://www.cnki.net

$$i\left(\phi_B-\phi_A\right)-\frac{k}{2}\left|y_B-y_A\right|\left\{\phi\left(A+0.316\left[B-A\right]\right)+\phi\left(A+0.684\left[B-A\right]\right)\right\}=0 \tag{7-10}$$

最后求解由边界条件组成的线性方程系统，便可获得所有源强度的复振幅。因此，流势就可以根据式(7-6)来确定。

(2) 船体切片附加质量和阻尼的计算

根据伯努利方程，压力复振幅的表达式为

$$p=-\rho\phi_t \tag{7-11}$$

将压力的振幅沿切片轮廓进行积分可以得到水平力和垂直力，以及横摇力矩的复振幅。考虑到力的振幅 $\hat{f}$ 与运动的振幅 $\hat{u}$ 具有如下形式的比例关系，

$$\hat{f}=-\hat{m}\left(-\omega^2\hat{u}\right) \tag{7-12}$$

由于如果正弦运动以圆频率 ω 发生，$-\omega^2\hat{u}$ 为加速度的复振幅，所以 $\hat{m}$ 可以理解为复附加质量矩阵的一个元素。然而，考虑力振幅 $\hat{f}$ 可能为阻力和质量项的和，这样式(7-12)变为

$$\hat{f}=-m\left(-\omega^2\hat{u}\right)-d\left(i\omega\hat{u}\right) \tag{7-13}$$

其中，$i\omega\hat{u}$ 为运动速度的复振幅。如果复附加质量 $\hat{m}$、实附加质量 m 和阻尼系数 d 满足关系

$$\hat{m}=m-\frac{id}{\omega} \tag{7-14}$$

那么不难发现，式(7-12)和(7-13)的形式是相同的。式(7-14)所表示的关系对复附加质量矩阵、实附加质量矩阵和实阻尼矩阵也是成立的。

(3) 船体切片波激发力的计算

波激发力和力矩包含 Froude-Krylov 和衍射两部分贡献。根据辐射条件和式(7-11)，波压的复振幅可以表示为

$$\hat{p}=\rho\frac{-\omega^2\exp\left(iky\sin u\right)}{2k\sinh kH}\left[\exp\left(k\left[k-H\right]\right)+\exp\left(-k\left[k-H\right]\right)\right] \tag{7-15}$$

将压力沿切片上相邻两个补偿点之间的轮廓段进行积分，然后将各轮廓段的积分值叠加便可得到 Froude-Krylov 力，即

$$\begin{aligned}\int_{x_1}^{x_2}\hat{p}ds=-\rho g\frac{\exp\left(iky_1\sin u\right)}{2\cosh kH}\Bigg\{&\exp\left(kz_1-kH\right)\frac{\exp\left[k\left(\Delta z+i\Delta y\sin u\right)\right]-1}{k\left(\Delta z+i\Delta y\sin u\right)}\\&+\exp\left(-kz_1+kH\right)\frac{\exp\left[k\left(-\Delta z+i\Delta y\sin u\right)\right]-1}{k\left(-\Delta z+i\Delta y\sin u\right)}\Bigg\}\left|x_2-x_1\right|\end{aligned} \tag{7-16}$$

式中，$\Delta y=y_2-y_1$，$\Delta z=z_2-z_1$。

波衍射力和力矩的计算与附加质量力和力矩的计算有所不同，根据流速度矢量

$$\begin{Bmatrix}\hat{\phi}_y\\\hat{\phi}_z\end{Bmatrix}=\frac{-i\omega\exp\left(iky\sin u\right)}{2k\sinh kH}\left[\begin{Bmatrix}ik\sin u\\k\end{Bmatrix}\exp\left(kz-kH\right)+\begin{Bmatrix}ik\sin u\\-k\end{Bmatrix}\exp\left(-kz+kH\right)\right] \tag{7-17}$$

中国知网 https://www.cnki.net

$\boldsymbol{x}_1$和$\boldsymbol{x}_2$之间的波流可以表示为

$$\int_{x_1}^{x_2}\left(\hat{\phi}_y,\hat{\phi}_z\right)d\boldsymbol{x}$$

$$=\frac{-i\omega\exp\left(iky_1\sin u\right)}{2\sinh kH}\left\{\exp\left(kz_1-kH\right)\frac{\exp\left[k\left(\Delta z+i\Delta y\sin u\right)\right]-1}{k\left(\Delta z+i\Delta y\sin u\right)}\left(\Delta y-i\Delta z\sin u\right)\right. \tag{7-18}$$

$$\left.+\exp\left(-kz_1+kH\right)\frac{\exp\left[k\left(-\Delta z+i\Delta y\sin u\right)\right]-1}{k\left(-\Delta z+i\Delta y\sin u\right)}\left(\Delta y+i\Delta z\sin u\right)\right\}\left|\boldsymbol{x}_2-\boldsymbol{x}_1\right|$$

根据色散关系$\omega^2=gk\tanh kH$，式(7-18)中的第一个分数可以表示为：

$$\frac{-i\omega\exp\left(iky_1\sin u\right)}{2\sinh kH}=\frac{-igk\exp\left(iky_1\sin u\right)}{2\omega\cosh kH} \tag{7-19}$$

在式(7-16)和(7-18)中，在α很小时，表达式$\left[\exp\left(\alpha\right)-1\right]/\alpha$的直接估算是不准确的，因此，当$\left|\alpha\right|<0.01$时，利用指数函数的泰勒展开式可以将$\left[\exp\left(\alpha\right)-1\right]/\alpha$近似表示为

$$\frac{\exp\left(\alpha\right)-1}{\alpha}\approx 1+\frac{\alpha}{2} \tag{7-20}$$

7.2.3 基于 PDSTRIP 方法的船舶六自由度运动求解理论

根据广义牛顿定律，船舶在规则波浪中运动时的受力平衡线性方程式，

$$-\omega_e^2\boldsymbol{M}\hat{\boldsymbol{u}}=\hat{\boldsymbol{F}} \tag{7-21}$$

其中，$\boldsymbol{M}$为质量矩阵：

$$\boldsymbol{M}=\begin{bmatrix} m & 0 & 0 & 0 & mz_G & -my_G \\ 0 & m & 0 & -mz_G & 0 & mx_G \\ 0 & 0 & m & my_G & -mx_G & 0 \\ 0 & -mz_G & my_G & \theta_{xx} & -\theta_{xy} & -\theta_{xz} \\ mz_G & 0 & -mx_G & -\theta_{xy} & \theta_{yy} & -\theta_{yz} \\ -my_G & mx_G & 0 & -\theta_{xz} & -\theta_{yz} & \theta_{zz} \end{bmatrix} \tag{7-22}$$

m是船的质量；x_G,y_G,z_G为船的重心；θ_{xx}，θ_{yy}，θ_{zz}，θ_{xy}，θ_{xz}，θ_{yz}表示船的质量惯性矩。

$$\theta_{xx}=\int\left(y^2+z^2\right)dm,\quad \theta_{xy}=\int xydm \tag{7-23}$$

对于对称质量分布的船体，$\theta_{xy}=\theta_{yz}=0$。

ω_e为船速附加效应引入的遭遇频率，其定义为：

$$\omega_e=\omega-k\upsilon_s\cos\left(\chi\right) \tag{7-24}$$

其中，$k=\omega^2/g$为波数，g为重力加速度，ω为角频率，χ称为遭遇角，即船x轴和波传播方向之间的夹角。相应地，遭遇谱定义为：

$$W_e\left(\omega_e,\chi\right)=\frac{W\left(\omega,\varphi\right)}{\mathrm{d}\omega_e/\mathrm{d}\omega}=W\left(\omega,\varphi\right)\Big/\left|1-\frac{2\omega}{g}\upsilon_s\cos\left(\chi\right)\right| \tag{7-25}$$

中国知网 https://www.cnki.net

$\hat{\boldsymbol{F}}$ 表示水作用在船体上的力振幅，它包括流体静力学部分和由于船体运动、入射波以及衍射波产生的流体动力学部分。这就可以得到基本运动方程：

$$\left(-\omega_e^2\boldsymbol{M}-\boldsymbol{B}+\boldsymbol{S}\right)\hat{\boldsymbol{u}}=\hat{\boldsymbol{F}}_e \tag{7-26}$$

其中，$\boldsymbol{S}$ 表示流体静力学部分的恢复力矩阵，，$\boldsymbol{B}$ 表示由船体辐射力所引起的复附加质量矩阵，$\hat{\boldsymbol{F}}_e$ 为包含分别由入射波和其衍射波产生的 Froude-Krylov 力和衍射力振幅矩阵。

下面分别介绍式(7-26)中各参数的求解方法。

(1) 恢复力矩阵 $\boldsymbol{S}$ 的计算

一般非对称船体的恢复力矩阵 $\boldsymbol{S}$ 可表示为

$$\boldsymbol{S}=\begin{bmatrix} 0 & 0 & \rho g A_{tr} & \rho g y_{tr} A_{tr} & \begin{matrix}-\rho g x_{tr} A_{tr}+gm\\ -\rho g\int A dx\end{matrix} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \rho g\int A dx\text{-}gm & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \rho g\int B dx & \rho g\int y_w B dx & -\rho g\int x B dx & 0 \\ 0 & 0 & \rho g\int y_w B dx & \begin{matrix}\rho g\int y_w^2 B dx+gmz_G\\ -\rho g\int A z_S dx\end{matrix} & -\rho g\int x y_w B dx & 0 \\ 0 & 0 & \begin{matrix}\rho g z_{tr} A_{tr}\\ -\rho g\int x B dx\end{matrix} & \begin{matrix}\rho g y_{tr} z_{tr} A_{tr}\\ -\rho g\int x y_w B dx\end{matrix} & \begin{matrix}-\rho g\int A z_S dx+gmz_G\\ +\rho g\int x^2 B dx\end{matrix} & 0 \\ 0 & 0 & -\rho g y_{tr} A_{tr} & \begin{matrix}\rho g\int x A dx\text{-}gmx_G\\ -\rho g y_{tr}^2 A_{tr}^2\end{matrix} & -gmy_G+\rho g\int y_S A dx & 0 \end{bmatrix} \tag{7-27}$$

其中，ρ 是海水密度，$\boldsymbol{S}$ 中各元素的积分均是沿着船体长度，A 为平均水面下切片的面积，B 为吃水线宽度，(y_S, z_S) 为切片的中心坐标，$y_w(x)$ 为切片吃水线处的平均横向坐标，A_{tr} 为吃水线下干艉的切片面积，y_{tr}, z_{tr} 为干艉的重心坐标，x 为切片的纵向坐标。

(2) 附加质量矩阵 $\boldsymbol{B}$ 的计算

由船体运动辐射力引起的复附加质量矩阵 $\boldsymbol{B}$ 可以表示为

$$\boldsymbol{B}=\int_L \boldsymbol{V}\left(-i\omega_e+\upsilon_s\frac{d}{dx}\right)\boldsymbol{A}\boldsymbol{W}dx \tag{7-28}$$

式中

$$\boldsymbol{W}=\begin{bmatrix} 0 & i\omega_e & 0 & 0 & 0 & i\omega_e x-\upsilon_s \\ 0 & 0 & i\omega_e & 0 & -i\omega_e x+\upsilon_s & 0 \\ 0 & 0 & 0 & i\omega_e & 0 & 0 \end{bmatrix} \tag{7-29}$$

中国知网 https://www.cnki.net

$$V=\begin{bmatrix}0 & 0 & 0\\ 1 & 0 & 0\\ 0 & 1 & 0\\ 0 & 0 & 1\\ 0 & -x & 0\\ x & 0 & 0\end{bmatrix} \tag{7-30}$$

矩阵$\boldsymbol{A}$表复附加质量矩阵，其中的元素$\overline{m}_{ij}$，第一个下表i代表力分量，第二个下表j代表由j分量的运动引起的这个力，矩阵$\boldsymbol{A}$中的元素可以表示为实附加质量和阻力的贡献，并和式(7-14)具有相同的关系

$$\boldsymbol{A}=\begin{bmatrix}\overline{m}_{22} & \overline{m}_{23} & \overline{m}_{24}\\ \overline{m}_{32} & \overline{m}_{33} & \overline{m}_{34}\\ \overline{m}_{42} & \overline{m}_{43} & \overline{m}_{44}\end{bmatrix} \tag{7-31}$$

在前面船体切片附加质量的计算中，没有考虑在纵荡方向的附加质量m_{11}，根据纵向方向附加质量m_{11}的经验公式，可以给出复附加质量矩阵的附加项

$$\Delta\boldsymbol{B}=\omega_e^2 m_{11}\boldsymbol{U}_1\boldsymbol{U}_1^T \tag{7-32}$$

其中，

$$m_{11}=\frac{m}{\pi\sqrt{\rho L_{pp}^3/m}-14} \tag{7-33}$$

$$\boldsymbol{U}_1=\{1\quad 0\quad 0\quad 0\quad z_0\quad -y_0\}^T \tag{7-34}$$

(3) 激发力的计算

令$\hat{f}_{e,x}$表示二维流在横截面上诱导的三维力的复振幅，并且正比于波在点$(x=0,\ y=0)$处的复振幅$\hat{\zeta}_x$，且包括 Froude-Krylov 力和衍射力。

$$\hat{\boldsymbol{f}}_{e,x}=\left(\hat{\bar{f}}_{e,x0}+\hat{\bar{f}}_{e,x7}\right)\hat{\zeta}_x \tag{7-35}$$

式中，下表 0 表示 Froude-Krylov 部分，7 表示衍射部分。

若船的航度为υ_s，则衍射力$\hat{f}_{e,x7}$应表示为

$$\hat{f}_{e,x7}-\frac{\upsilon_s}{i\omega}\frac{d\hat{f}_{e,x7}}{dx} \tag{7-36}$$

对于方向为u的规则波的波高ζ，其复振幅可以表示为

$$\hat{\zeta}=\hat{\zeta}_0\exp\left[-ik\left(x\cos u-y\sin u\right)\right] \tag{7-37}$$

其中，$\hat{\zeta}_0$为原点处的复振幅，$k=2\pi/\lambda$为波数，λ为波长。因此

$$\hat{\zeta}_x=\hat{\zeta}_0\exp\left(-ikx\cos u\right) \tag{7-38}$$

根据式(7-30)，对$\hat{f}_{e,x}$左乘转换矩阵$\boldsymbol{V}$，就可以把$\hat{f}_{e,x}$转化成全局坐标系下六分量的力矢量，因而，激发力的第一部分贡献可以表示为：

中国知网 https://www.cnki.net

$$\hat{f}_{e,1}=\int_L V\left(\hat{f}_{e,x0}+\hat{f}_{e,x7}+\frac{i\upsilon_s}{\omega}\frac{d\hat{f}_{e,x7}}{dx}\right)\exp\left(-ikx\cos u\right)dx\cdot\hat{\zeta}_0 \tag{7-39}$$

若要精确地计算纵荡和艏摇、纵摇运动，还需要考虑由于波作用在船体上而产生的附加的纵向力。此时可以忽略衍射部分的贡献，则仅考虑 Froude-Krylov 贡献的纵向力为

$$\int_L \hat{p}\frac{dA}{dx}dx+\hat{p}_{tr}A_{tr} \tag{7-40}$$

式中，$\hat{p}$ 为压力振幅，这样，截面中心$(x,\ y_x,\ z_x)$的压力可以表示为

$$\hat{p}=-\rho g\exp\left[-k\left(z_x+T\right)\right]\exp\left(iky_x\sin u\right)\exp\left(-kx\cos u\right)\hat{\zeta}_0=\alpha\hat{\zeta}_x \tag{7-41}$$

式中，$\alpha=-\rho g\exp\left[-k\left(z_x+T\right)\right]\exp\left(iky_x\sin u\right)$。

单位长度的纵向力 $\hat{p}dA/dx$ 对纵摇力矩也有一定的贡献，考虑单位长度纵向力作用时的六分量激发力的第二部分贡献可以表示为：

$$\hat{f}_{e,2}=\left(\int_L\begin{Bmatrix}1\\0\\0\\0\\z_x\\-y_x\end{Bmatrix}\alpha\frac{dA}{dx}\exp\left(-ikx\cos u\right)dx+\begin{Bmatrix}1\\0\\0\\0\\z_x\\-y_x\end{Bmatrix}\alpha A_{tr}\exp\left(-ikx_{tr}\cos u\right)\right)\hat{\zeta}_0 \tag{7-42}$$

7.3 二维海面上船舶六自由度运动仿真

7.3.1 二维海面上船舶运动建模方法

幅值响应算子(response amplitude operators, RAO)定义为船舶六自由度运动矢量 $\hat{\boldsymbol{u}}$ 与激励规则波复振幅 $\hat{\zeta}_0$ 的比值，即

$$\hat{\Re}\left(\omega,\varphi\right)=\frac{\hat{\boldsymbol{u}}\left(\omega,\varphi\right)}{\hat{\zeta}_0\left(\omega,\varphi\right)} \tag{7-43}$$

根据线性叠加法，t 时刻海面上某点的波高 $\eta_L(x,y,t)$ 可表示为

$$\eta_L(x,y,t)=\sum_{l=1}^{N_k}\sum_{j=1}^{N_\varphi}\sqrt{2W\left(k_l,\varphi_j-\varphi_w\right)\Delta k\Delta\varphi}\cos\left[\omega_l t-k_l\left(x\cos\varphi_j+y\sin\varphi_j\right)+\xi_{lj}\right] \tag{7-44}$$

其中，$W(\boldsymbol{k})$ 为二维海谱。k_l、ω_l、φ_j 和 ε_{lj} 分别表示组成波的波数、角频率、方向角和初始相位；N_k，N_φ 分别为频率和方向角的采样点数；φ_w 表示风向角。

假设船在初始时刻位于全局坐标系的原点，那么，根据船随浪运动，船在任意时刻将位于$\left(x_s,y_s\right)=\left(x_l\cos\varphi_s+y_l\sin\varphi_s+\upsilon_s t\cos\varphi_s,x_l\sin\varphi_s-y_l\cos\varphi_s+\upsilon_s t\sin\varphi_s\right)$，考虑遭遇频率和遭遇频谱，任意时刻船位置处的海浪高度为

中国知网 https://www.cnki.net

$$\eta(t)=\sum_{i=1}^{N_\omega}\sum_{j=1}^{N_\varphi}\sqrt{2W_e\left(\omega_{e,i},\varphi_j\right)\Delta\omega_e\Delta\varphi}\times\cos\left[\omega_{e,i}t-k_{e,i}\left(x_j\cos\chi_j+y_j\sin\chi_j\right)+\varepsilon_{ij}\right] \tag{7-45}$$

根据切片法，可以求得不同频率和不同方向的规则波作用下的 RAO，则按照线性叠加的思想，海面上某点处船舶的运动也可以认为是由不同频率和不同方向的波共同激励下产生的，这样，t 时刻下二维波面 (x,y) 处船舶的六自由度运动幅度 $u_l,(i=1,2,\cdots,6)$ 可由下式求得，

$$u_l(t)_{l=1,\cdots,6}=\sum_{i=1}^{N_\omega}\sum_{j=1}^{N_\varphi}\left|\hat{\Re}_l\right|\sqrt{2W_e\left(\omega_{e,i},\varphi_j\right)\Delta\omega_e\Delta\varphi}\times\cos\left[\omega_{e,i}t-k_{e,i}\left(x_j\cos\chi_j+y_j\sin\chi_j\right)+\varepsilon_{ij}+\arg\left(\hat{\Re}_l\right)\right] \tag{7-46}$$

在六自由度计算中还需要用到船体的一些参数，这些参数有：重心高度、方形系数、菱形系数和水线面系数，计算这些参数需要知道船体的型深、船体水线处的长和宽、水线面的实际面积及中剖面的实际面积。如果事先不知道船体的这些参数的标准值，可以通过对模型的操作来获取这些参数的近似值。下面依次介绍这些参数的获取。

型深：型深是指在船的中横剖面处，沿船舷自平板龙骨上缘至上层连续甲板横梁上缘的垂直距离，也就是整个中剖面的高度(不仅仅是水线下部分)，如图 7.4 所示：

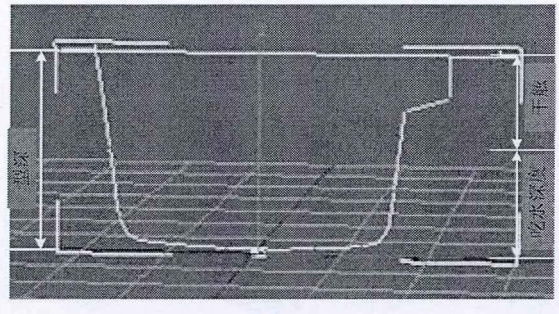


图 7.4 型深示意图

水线处的长和宽：将船体模型导入到 3ds Max 中并对坐标系进行调整后，在顶部视图中新建一个截面，然后在透视视图中将截面移动到水线处，然后选中截面，用测量工具，即可在尺寸组中查看水线面的长和宽，如图 7.5 所示：

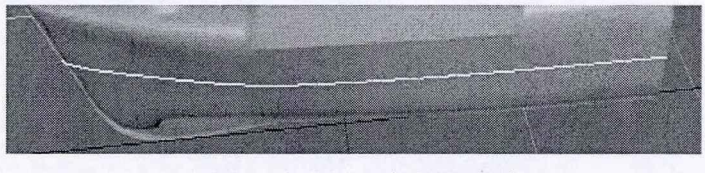


图 7.5 水线长和宽获取方法

水线面的实际面积：水线面的实际面积就是水线处船体的轮廓线所围的面积，也就是水线处截面的轮廓线所围的面积，如图 7.6 所示：

中国知网 https://www.cnki.net

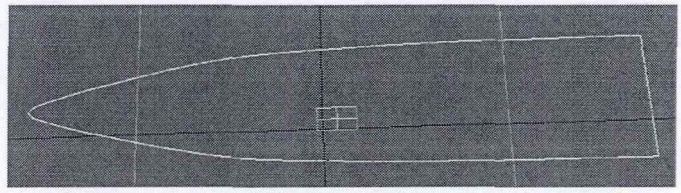


图 7.6 水线处截面轮廓线

由于船体是对称的，所以只计算一半的面积即可得到整个轮廓线所围的面积。首先，将其转换为可编辑样条线，并删除一半的顶点，计算这样一个曲线所围的面积，只需要用类似于数值方法中的梯形法原理，将每个梯形的面积相加即可。

中剖面实际面积：要得到中剖面的轮廓线，需要将船体设计吃水线以上的部分裁剪掉，然后对模型的坐标系进行重新调整，使坐标系的原点在裁剪后的船长的中心位置(即水线长的中点)，然后在横剖面视图中创建截面，切换回透视视图，此时的截面在 x 方向上就位于原点，也就是船长的中心点，删除船体，即可得到中剖面的轮廓线，如图 7.7 所示：

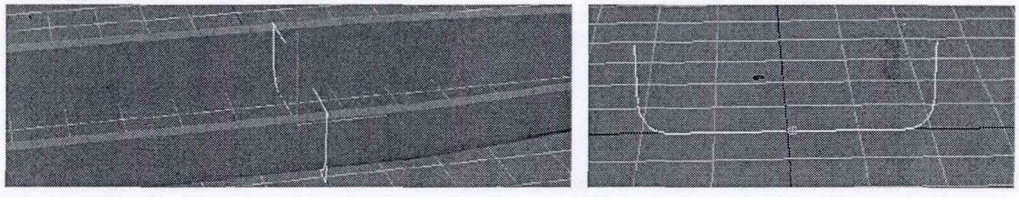


图 7.7 中剖面轮廓线

将截面转换为可编辑样条线，然后导出成.obj 格式的模型文件，使用计算水线面实际面积的程序就可以计算出中剖面的实际面积。

重心高度 z_g：根据计算惯性矩 I_x 的杜埃尔公式[209]：$I_x=\frac{D}{12g}\left(B^2+4z_g^2\right)$ 和什曼斯基公式[209]：$I_x=\frac{D}{g}\left(\frac{B^2C_w^2}{11.4C_b}+\frac{H^2}{12}\right)$，可以得到重心高度的计算公式为：

$$z_g=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{12B^2C_w^2}{11.4C_b}+H^2-B^2} \tag{7-47}$$

式中：B 为船宽，C_b 为方形系数，C_w 为水线面系数，H 为型深。

方形系数 C_b：指船舶排水体积与吃水线下长方体体积的比值，如图 7.8 所示：

$$C_b=\frac{V}{L\times B\times d} \tag{7-48}$$

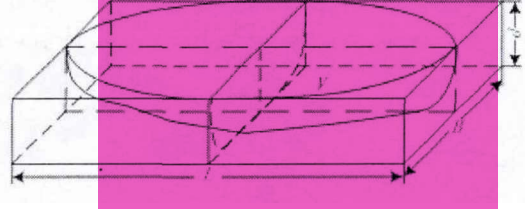


图 7.8 方形系数

中国知网 https://www.cnki.net

水线面系数C_w：指水线面的面积A_w和围成水线面的矩形的面积之比，如图 7.9 所示：

$$C_w = \frac{A_w}{L \times B} \tag{7-49}$$

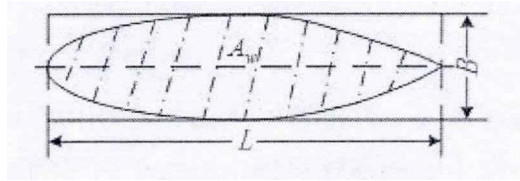


图 7.9 水线面系数

菱形系数C_p：指型排水体积与中剖面面积A_m和水线长乘积的比值，中剖面面积指的是纵向船中水线下的横剖面面积，如图 7.10 所示：

$$C_p = \frac{V}{L \times A_m} \tag{7-50}$$

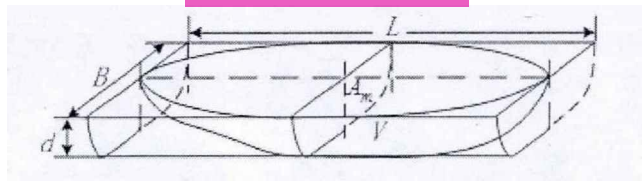


图 7.10 菱形系数

垂向菱形系数C_{vp}：指船舶排水体积与吃水和水线面面积的围成的棱柱体体积的比值，如图 7.11 所示，也等于方形系数除以水线面系数。垂向棱形系数表示船体水下部份在垂直方向上的分布情况，小的垂向棱形系数表示船体在垂直方向上的形状变化比较大，船底部分狭尖，反之，则船体在垂直方向上形状比价接近。

$$C_{vp} = \frac{V}{d \times A_w} \tag{7-51}$$

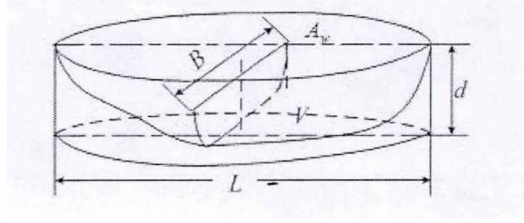


图 7.11 垂向菱形系数

中剖面系数C_m：指船中横剖面浸水面积与其相对应的水线宽和吃水的乘积的比值，如图 7.12 所示，也等于方形系数除以棱形系数，中剖面系数表示船体中横剖面的肥瘦程度。

$$C_m = \frac{A_m}{B \times d} \tag{7-52}$$

中国知网 https://www.cnki.net

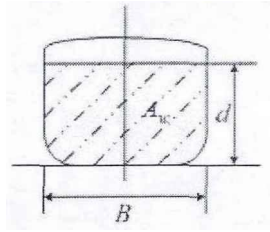


图 7.12 中剖面系数

下面给出某两个船体模型的基本参数，如表 7.1 和表 7.2 所示，其中船体模型 2 如图 6.15 中所示。

表 7.1 模型 1 各项参数

船长	138.1m	排水量	4100 t
船宽	13.7m	水线长	128.022m
吃水	4.5m	水线宽	13.197m
型深	9.3m	水线面面积	1363.7312 m²
重心高度	5.90m	中剖面面积	45.2241 m²
横稳性高	6.16	水线面系数	0.8072
方形系数	0.5261	中剖面系数	0.7615
菱形系数	0.6909	垂向菱形系数	0.6518

表 7.2 模型 2 各项参数

船长	153.8m	排水量	9033 t
船宽	20.4m	水线长	142.0m
吃水	6.3m	水线宽	18.0m
型深	12.3m	水线面面积	2090.6940 m²
重心高度	7.81m	中剖面面积	94.0346 m²
横稳性高	8.29	水线面系数	0.8180
方形系数	0.5473	中剖面系数	0.8292
菱形系数	0.6600	垂向菱形系数	0.6691

7.3.2 船舶六自由度运动仿真

综合前述内容，利用 PDSTRIP 方法模拟二维海面上船舶六自由度运动的基本流程如图 7.13 所示。

中国知网 https://www.cnki.net

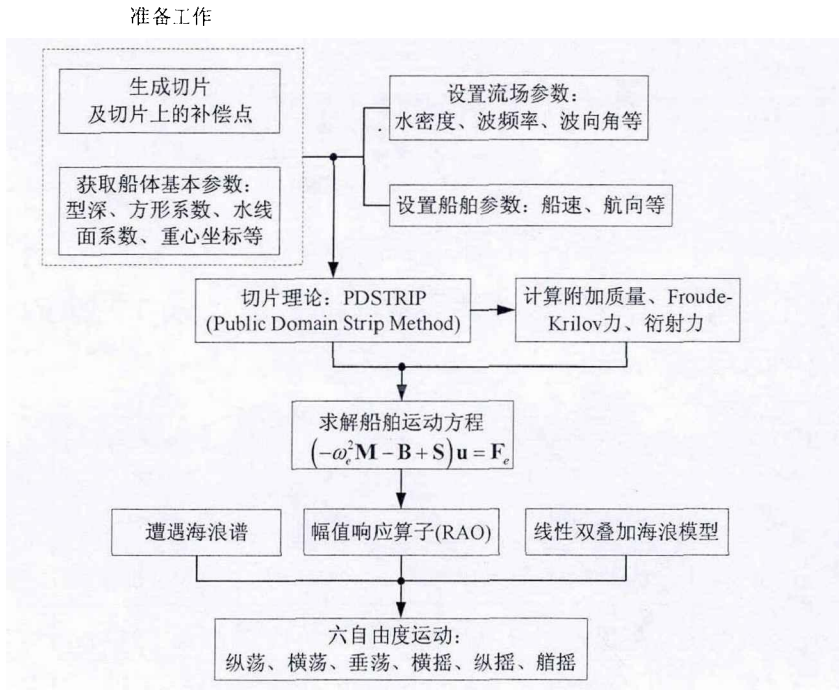


图 7.13 二维海面上船舶六自由度运动模拟流程图

(1)不同海况相同船速下的船舶运动仿真

图 7.14 给出了船模 2 在风速分别为 10m/s 和 15m/s 下的六自由度随时间的运动情况，其中，船速都为 0m/s，风向和航向都沿 x 轴正向，实线表示风速为 10m/s，点画线表示风速为 15m/s。

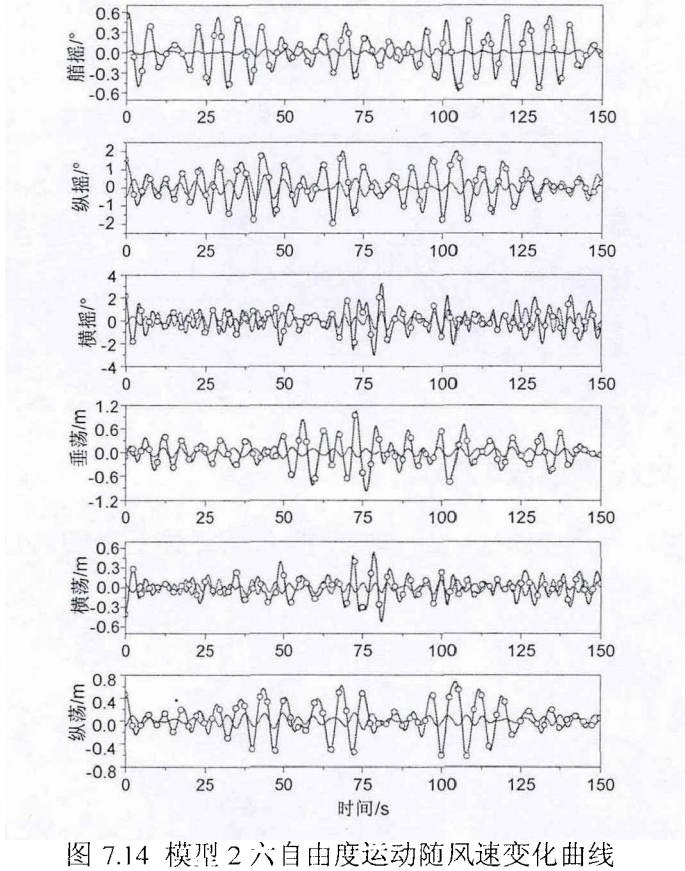


图 7.14 模型 2 六自由度运动随风速变化曲线

中国知网 https://www.cnki.net

从图中可以看出，随着风速的增大，船模 2 的六自由度运动的幅度都变大，变化周期都变长。这是由于随着风速的增大，激励波的幅度增大，谱能量变得比较集中，谱宽变得更窄。此外，对于同一船模型，横摇和纵摇比较显著，艏摇相对其他运动要小的多，基本上可以忽略；而平移运动，纵荡相对比较小，需要注意的是，旋转运动可以是船舶的姿态发生变化，平移运动不影响船舶的姿态，但是垂荡运动使吃水发生变化而改变船舶的姿态。

(2)同一海况不同船速下的船舶运动仿真

图 7.15 给出了船模型 2 在船速分别为 0m/s 和 1m/s 时的六自由度随时间的运动情况，其中，风速都为 10m/s，风向和航向都沿 x 轴正向，实线表示船速为 0m/s，点画线表示船速为 1m/s。从图可以看出，随着船速的增大，所给船模 2 的六自由度运动的变化周期都变长，这是由于船速可以影响遭遇频率，而幅度的变化没有一致性的规律。

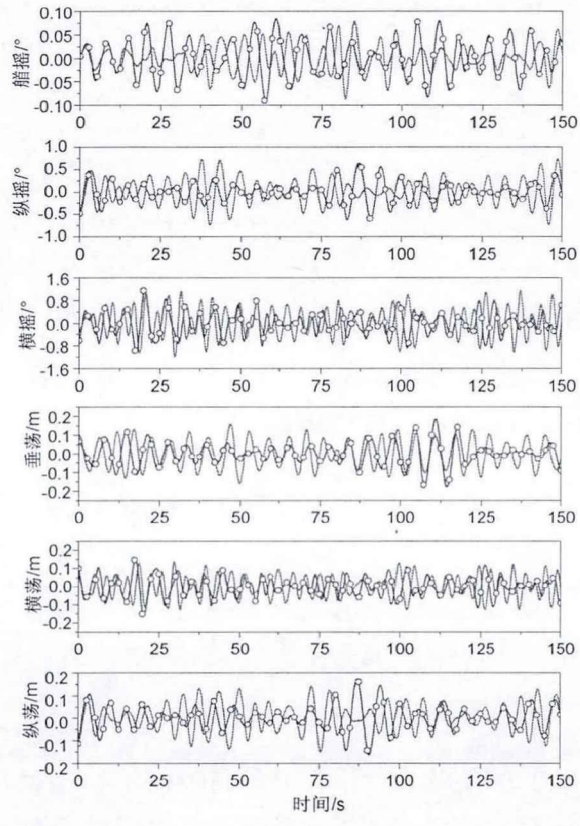


图 7.15 模型 2 六自由度运动随船速变化曲线

(3) 相同条件下不同船体六自由度运动比较

图 7.16 给出了不同舰船六自由度运动的比较，实线表示船模型 1、点画线表示船模型 2。其中，船速为 0m/s，风速都为 10m/s，风向和航向都沿 x 轴正向。从图中可以看出，尺寸相近的船模型的六自由度运动的幅度相差不大，由于风速和船速都相等，所以运动周期基本上相近。

中国知网 https://www.cnki.net

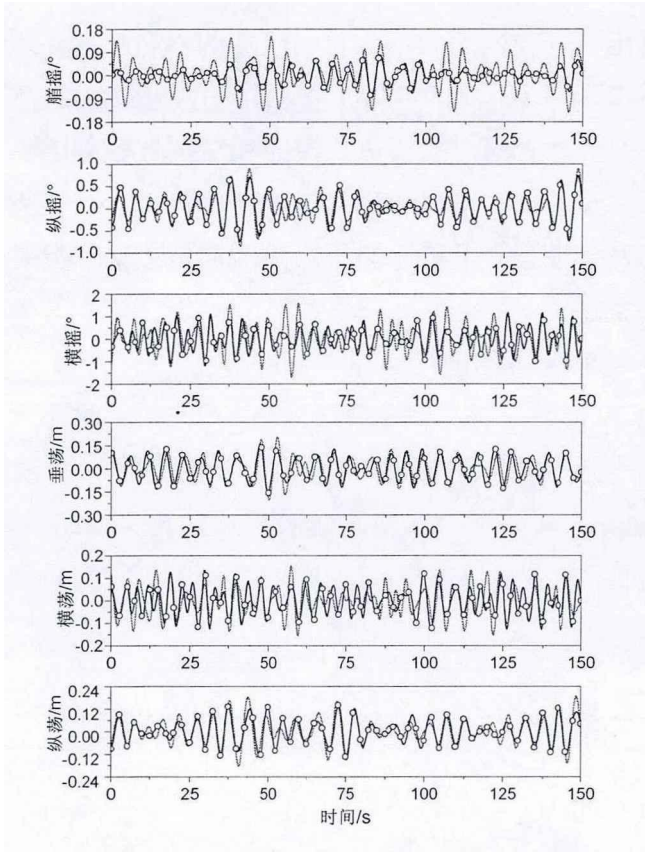


图 7.16 船模型 1 和 2 的六自由度运动比较

(4) 运动周期分析

船舶在海面上的摇荡运动具有一定的周期，由于受到各种因素的影响，船舶的运动周期不能精确得到，只能依靠经验公式或近似表达式进行估计。比如，文献[209]给出了横摇，纵摇和垂荡的近似固有周期如下：

$$T_{u_4}=0.58\sqrt{\frac{B^2+4z_g^2}{h}}\ ,\quad T_{u_3}=2.8\sqrt{d\cdot C_p}\ ,\quad T_{u_5}\approx T_{u_3} \tag{7-53}$$

另外，文献[206]也给出了计算横摇周期和纵摇周期的经验公式：

$$T_{u_4}=\frac{CB}{\sqrt{\overline{GM}}}\ \text{seconds} \tag{7-54}$$

$$T_{u_5}=2.44+0.032L-0.000036L^2 \tag{7-55}$$

式中，C 为横摇常数，对于大船，通常在 0.69 和 0.89 $\text{sec}/\sqrt{\text{m}}$ 之间，B 为船宽，$\overline{GM}$ 为最大稳性高度，L 为两柱间长。表 7.3 给出了根据经验公式和仿真得到的船舶运动周期。图 7.17 给出了根据仿真得到的舰船横摇和纵摇周期估计结果。

表 7.3 船舶横摇、纵摇和垂荡周期

	计算[209]		计算[206]: $C=0.75\,\text{sec}/\sqrt{\text{m}}$		仿真	
	船 1	船 2	船 1	船 2	船 1	船 2
横摇周期	4.22s	5.17s	4.14s	5.31s	4.5s	4.0s
垂荡、纵摇周期	4.86s	5.82s	5.52s	6.26s	5.5s	5.2s

中国知网 https://www.cnki.net

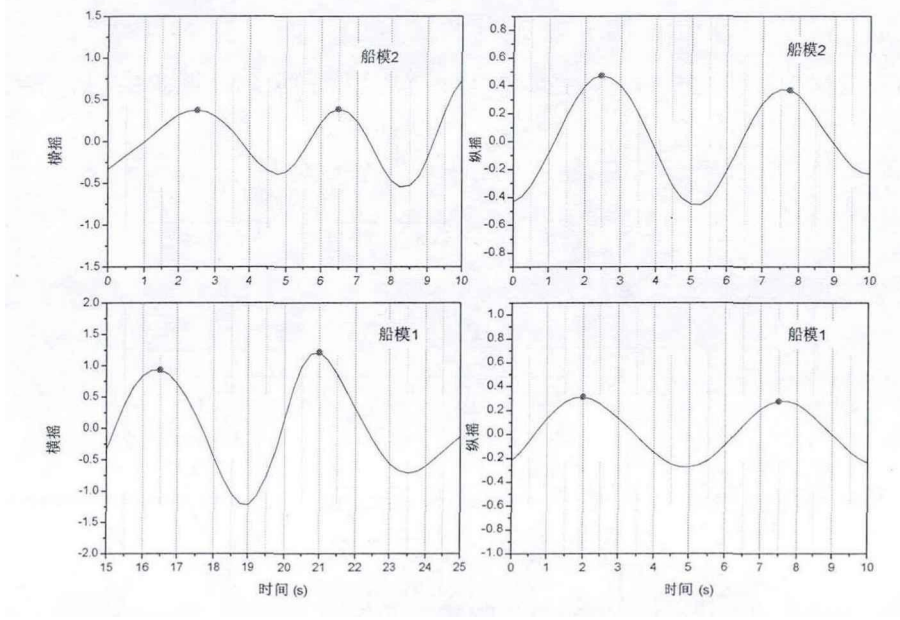


图 7.17 舰船横摇和纵摇周期估计

需要强调的是，这些周期表示船的自然或"共振"周期。由于海浪的干扰力，横摇或纵摇的实际周期可能偏离这些值。特别地，海浪的遭遇频率严重影响船舶的摇荡运动。

7.4 时变海面与运动舰船散射回波特性分析

下面将结合前述章节所建立的舰船目标与海面复合散射模型以及舰船水动力运动模型分析时变海面与运动舰船耦合散射回波的时变特征。其中，海面时变回波信号采用 3.4 节给出的优化的海面面元散射场模型(RFSFM)计算；船类目标的散射贡献采用 6.2 节所提出的 GO-PO 方法计算；船体与海面的耦合贡献采用 6.3 节所提出的 GO-PO 方法计算；舰船目标的散射贡献以及舰船与海面的耦合贡献的回波信号的时变特征将根据 7.3 节所建立的船体水运力模型进行仿真。三维时变海面与运动船体的散射回波信号仿真的流程如图 7.18 所示，其详细步骤如下：

步骤一：基于 3ds Max 软件获取船体的几何参数，包括吃水线下船体切片的生成及其上补偿点的信息、面元剖分信息、船体质量、重心坐标、排水体积等。设置雷达参数、海况参数以及船速和航向等基本仿真参数；

步骤二：设置时间 t_n，根据线性过滤法以及给定的海况参数生成不同时刻下三维海面的几何轮廓，并采用 RFSFM 计算海面的散射场 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{sea}}(t_n)$；

步骤三：根据船体水动力模型计算对应海面激励的 RAO；然后结合遭遇海浪谱给出对应 t_n 时刻下船体在对应海面上的六自由度运动，并以此改变船体的姿态。

步骤四：结合 GO-PO 方法计算某时刻船体姿态下的舰船目标散射场 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{ship}}(t_n)$ 以及舰船与海面的耦合散射场 $\boldsymbol{E}_{\mathrm{cou}}(t_n)$。

中国知网 https://www.cnki.net

步骤五：将三部分贡献相干叠加得到复合场景的总散射贡献 $\boldsymbol{E}_{\text{total}}(t_n)=\boldsymbol{E}_{\text{ship}}(t_n)+\boldsymbol{E}_{\text{cou}}(t_n)+\boldsymbol{E}_{\text{sea}}(t_n)$，重复步骤二至步骤五，就可以得到下一时间步进 $t_{n+1}=t_n+dt$ 的时变海面与运动舰船散射回波随时间变化的序列。

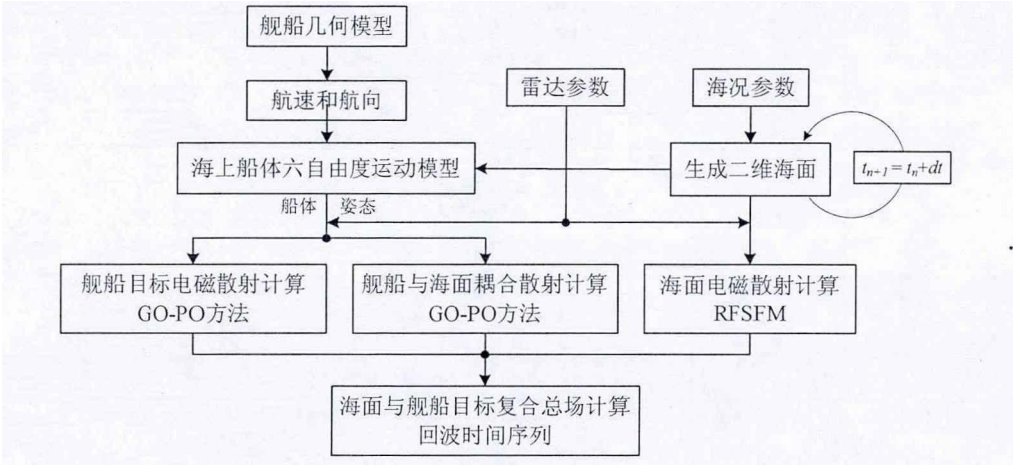


图 7.18 海船动态复合场景雷达回波仿真流程图

下面分析舰船六自由度运动对目标和耦合场后向散射回波的影响，舰船与海面复合场景如图 6.15 所示，入射频率为 1.57GHz，海面网格大小为 1.0m×1.0m，海面面积为 300m×300m，风向为 0°，航向沿 x 轴正向($\varphi_s=0^{\circ}$)，时间间隔为 0.1s，时间离散点数为 256。

图 7.19 给出了舰船与海面复合场景各散射分量贡献的回波特性，其中，入射角为 30°，风速为 10m/s，船速为 0m/s，从图中可以看出，由于 HH 极化条件下海面回波的均值水平要小于 VV 极化，因而 HH 极化条件下目标散射贡献要比 VV 极化回波更加凸显，此外，耦合散射的贡献要比目标散射贡献随时间的变化更快，这是由于耦合散射贡献包含了海面面元到目标面元的多次散射贡献和目标面元到海面面元的多次散射贡献，而海面的时变性使得海面面元和目标面元之间的相互耦合作用随时间变化比较大。

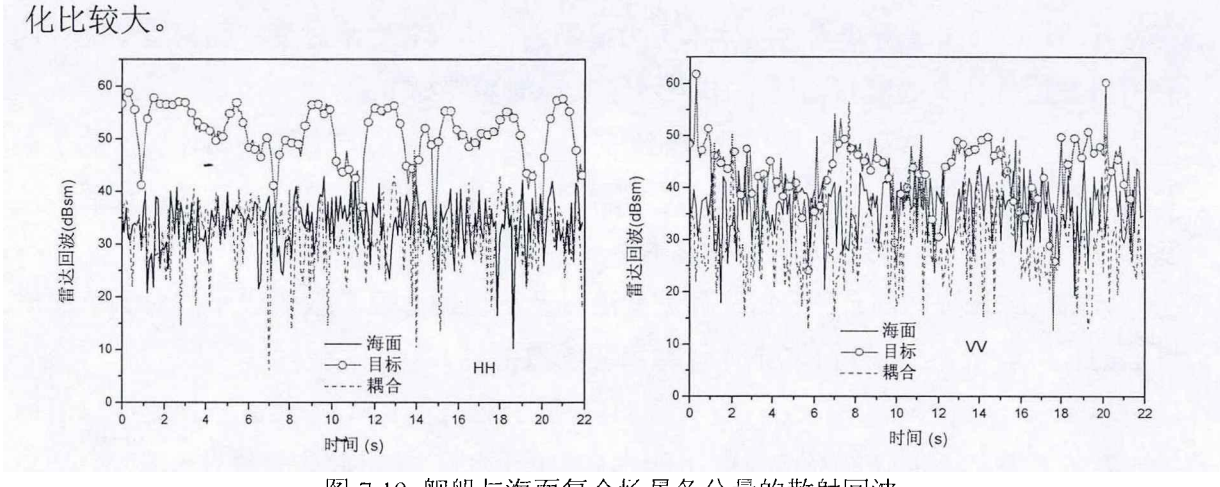


图 7.19 舰船与海面复合场景各分量的散射回波

图 7.20 给出了 HH 极化下不同入射角时舰船六自由度运动对目标和耦合场散射回波的影响。其中，风速为 10m/s，(a)(b)船速为 0m/s，(c)(d)船速为 1m/s。从图中可

中国知网 https://www.cnki.net

以看出，目标散射回波产生的尖峰幅度在入射角为30°时比入射角为60°时要小一些，而尖峰数目在入射角为30°时比入射角为60°时要出现的多；对于耦合场的散射贡献，其幅度在入射角为60°时，除个别时间点外，比入射角为30°时要稍微大一些。

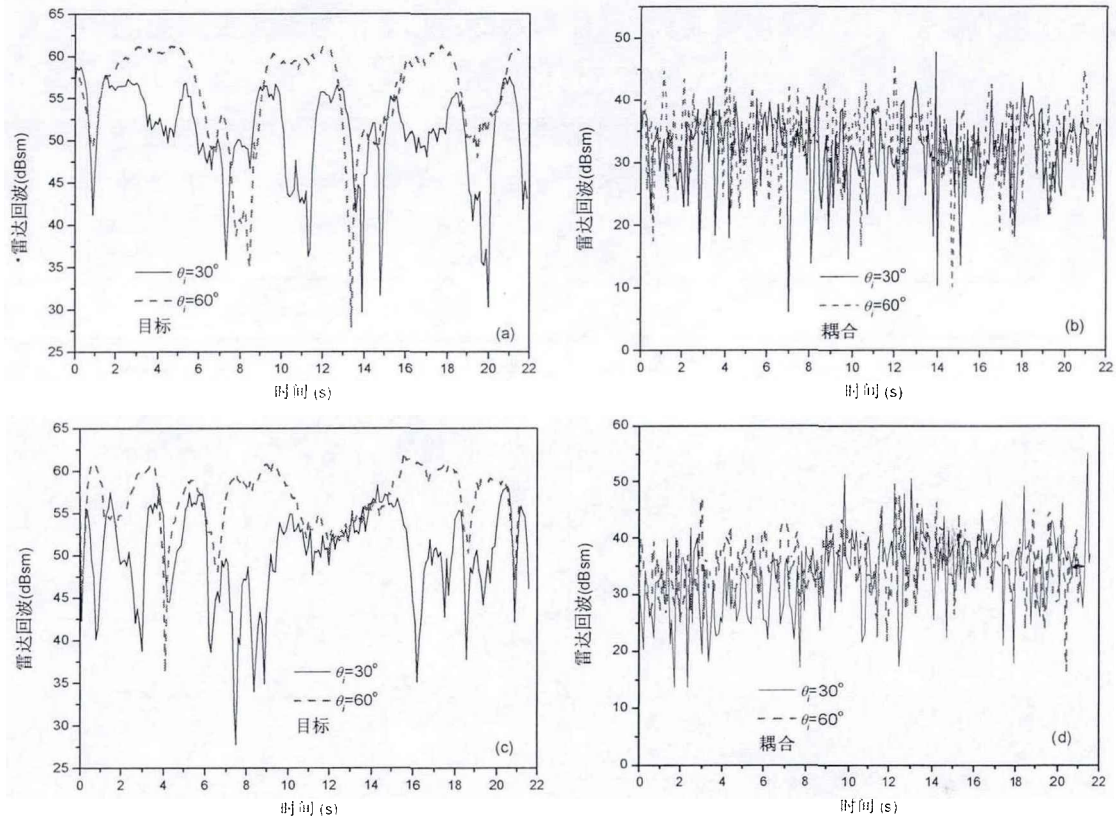


图 7.20 不同入射角时目标和耦合场的散射回波

图 7.21 给出了不同船速时舰船六自由度运动对目标和耦合场散射回波的影响，其中，入射角为60°，风速为 10m/s。从图中可以发现，目标散射回波产生的尖峰幅度在航速为 0m/s 和 1m/s 时基本一致，而 1 m/s 航速下目标散射贡献产生的尖峰数要多于 0 m/s 航速条件下的尖峰数，这是由于 1m/s 航速时船体六自由度运动变化振荡比零航速条件下要快；对于耦合场的散射贡献，船速对其影响并不是很明显。

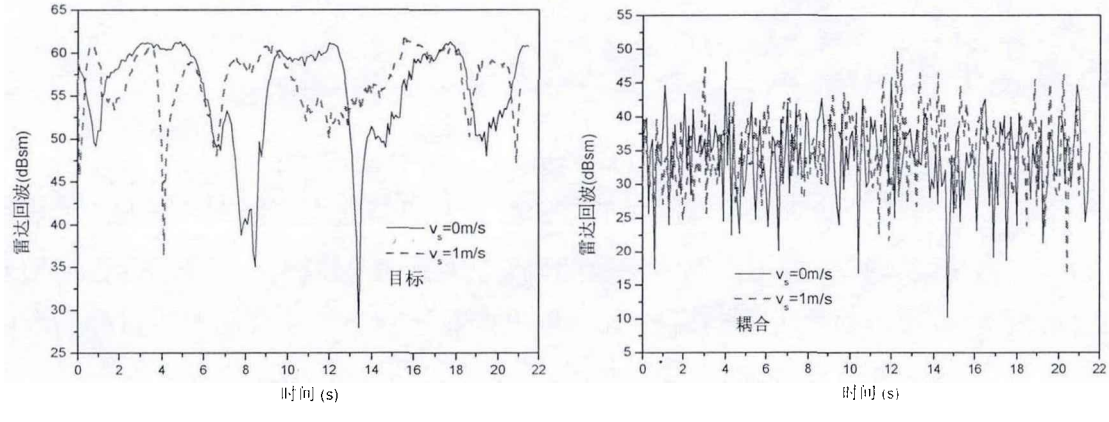


图 7.21 不同船速时目标和耦合场的散射回波

中国知网 https://www.cnki.net

图 7.22 给出了不同风速时舰船六自由度运动对目标和耦合场散射回波的影响。其中，入射角为 60°，(a)(b)船速为 0m/s，(c)(d)船速为 1m/s。从图中可以发现，随着风速的增大；目标直接散射回波的幅值变化范围比较大，这是由于大风速条件下船体姿态变化的幅度要比小风速下要大，这使得那些对后向散射有主要贡献的船体角反射器结构的朝向偏离后向，因而大风速下目标散射回波总体上比小风速下要小，且散射回波的幅值振荡要远强于小风速条件下的散射回波。对于后向耦合散射贡献，风速对其幅值影响不太明显，而其回波幅值在大风速时的振荡似乎也要比小风速条件下快一些。

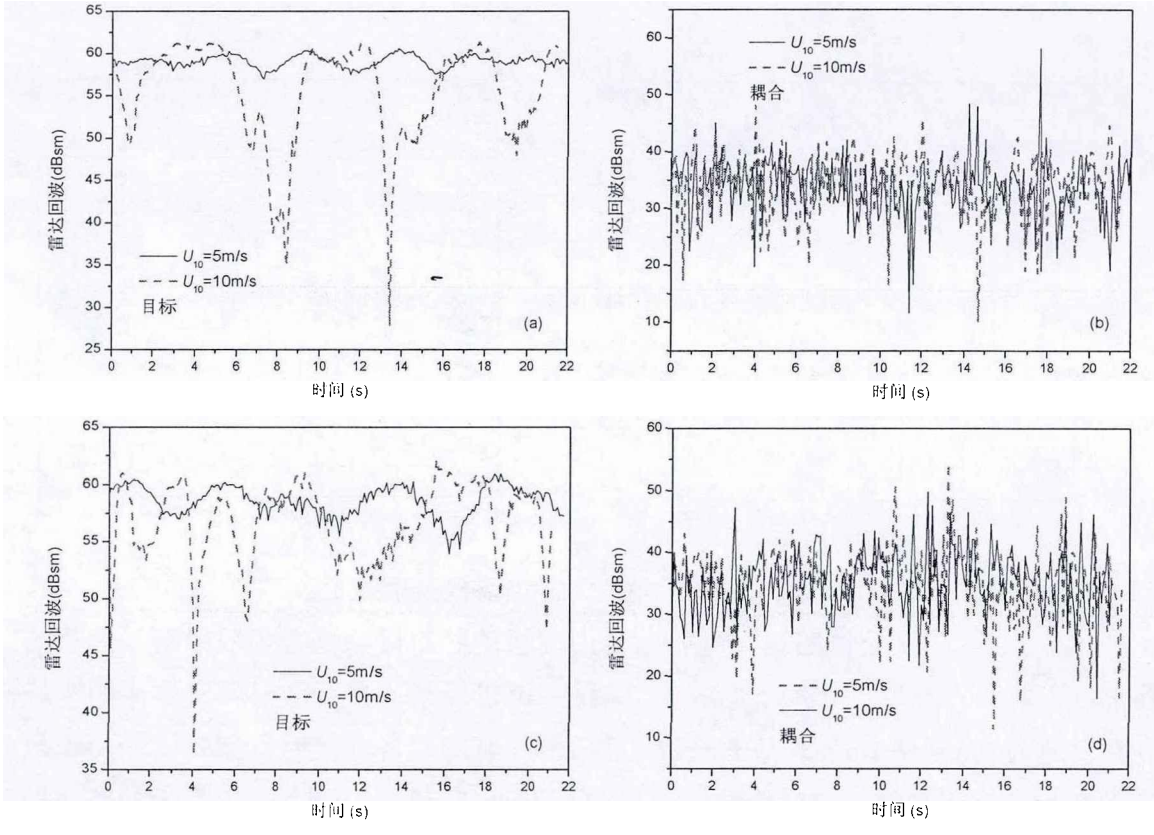


图 7.22 不同风速时目标和耦合场的散射回波

7.5 本章小结

本章首先根据 PDSTRIP(Public Domain Strip Method)方法，介绍了船舶受力平衡方程中水动力系数求解方法，并建立了二维海面上船舶六自由度运动模型。然后给出了船舶六自由度计算中所用到船体参数的确定方法，并模拟了不同条件下，不同舰船的六自由度运动随时间的变化特性。进一步根据前述章节所建立的舰船目标与海面耦合散射模型以及舰船水动力运动模型分析了时变海面与运动舰船复合散射回波的时变特征。

中国知网 https://www.cnki.net

第八章 结束语

论文主要研究了海面电磁散射特性、海面与电大尺寸舰船目标复合散射以及时变海面与运动舰船的复合散射，建立了适合于复合散射应用的海面面元散射模型、目标与海面复合散射模型以及运动舰船的水动力模型，讨论了缩比模型在粗糙海面测量中的各种问题，分析了海杂波幅度的分布特性和相关特性，并基于统计特性给出了海杂波的统计模型。

论文的主要研究进展如下：

1. 传统的海面散射模型主要以海面为研究对象，给出其总回波的雷达散射系数，这些模型往往无法给出海面单元散射场的空间信息，包括幅度和相位值，因而很难应用于目标复合散射建模中。针对海上超电大尺寸舰船复杂目标复合散射的应用需求，本文基于面元化思想和简化毛细波表示的思想，建立了二维海面散射场计算以及复合散射计算的优化的海面面元散射场模型(RFSFM)。该模型首先根据海面面元对应的局部入射角将散射区域划分为镜向散射区和漫散射区，然后采用重新校正的毛细波修正面元散射模型(CWMFSM)计算处在漫散射区面元的散射场，采用基尔霍夫近似方法计算处在镜像散射区面元的散射场，这样就消除了毛细波修正面元散射模型对截断波数的依赖性，从而更加适合计算海面的散射贡献。

2. 从海水的介电常数模型出发，推导了海水介电常数的缩比条件，虽然理论上能够得到一组温度和盐度(S',T')，使得缩比模型与原型海水的介电常数在各自入射频率下相等$\varepsilon'(f',S',T')\approx\varepsilon(f,S,T)$，即满足缩比条件，但是这样一组温度和盐度在实验室基本上是达不到的。为此，本文分析了在实验室内用淡水替代海水进行缩比测量的可行性和所引入的误差，推导了粗糙海面的几何缩比关系和常见两种海谱的缩比条件。通过比较缩比模型和原型之间的海面高度，以及仿真的缩比模型和原型的单双站散射系数、杂波序列和多普勒谱，验证了所推导的海面几何缩比条件和在实验室内用淡水替代海水的可行性。

3. 统计了不同入射角、不同风速和不同极化下海杂波幅度分布的特性，重点研究了海杂波幅度的时间、空间和时空相关性。

4. 分析了面元对入射波及一次反射波可见度的判断方法，建立了适合三维复杂目标散射计算和目标与海面耦合散射计算的 GO-PO 方法。GO-PO 方法在处理目标与海面耦合作用时，可以根据大尺度海面上面元的空间位置，考虑面元之间的相互遮挡作用，更加合理的计算面元的二次散射贡献。然后根据 RFSFM 和 GO-PO 方法，建立了适合于电大尺寸场景的目标与海面复合散射的电磁模型，分析了不同条件下舰船

中国知网 https://www.cnki.net

目标与海面的复合双站雷达散射特性和复合 Bis-SAR 成像模拟，为目标探测新体制的建立提供理论依据。

5. 对于海面上的运动舰船目标，由于海面与舰船之间相互作用，使得舰船在海面上的运动姿态不断变化，目标以及目标与海面之间的耦合散射特性也因目标姿态的改变随时间剧烈变化。因此，有必要研究海面运动舰船目标姿态变化的情况，并研究运动舰船姿态的变化对舰船目标和舰船与海面之间的耦合散射的调制影响。基于此目的，本文利用 3ds Max 软件给出了船舶六自由度计算中所用到船体参数的确定方法，根据 PDSTRIP 方法，建立了二维海面上船舶六自由度运动模型，然后模拟了不同条件下舰船的六自由度运动随时间的变化特性。进一步结合所建立的海面散射模型、目标散射模型、舰船目标及海面耦合散射模型以及舰船水动力运动模型分析了时变海面与运动舰船复合散射回波的时变特征。

虽然本文对海面散射特性以及其与目标复合电磁散射方面作了初步的研究，并得到了一些简单的结论，但是还存在一些问题需要研究与解决。

1. 本文的海面散射模型是在线性海浪的前提下建立的，从实际海浪特性上看，随着海况的增加，海浪必然呈现大量的非线性特征，这些非线性特征在某些条件下将产生不可忽视的影响。因此，本文下一步将考虑海浪的非线性作用，建立更为完善的海面电磁模型，并比较研究海浪非线性作用影响下的海杂波的 PDF 分布和相关特性。

2. 针对海杂波统计特性的研究，本文只对海杂波的幅度进行了 PDF 分布和相关特性的研究，以及只建立了海杂波幅度的统计模型。关于海杂波的相位，本文将进一步研究其统计特性，研究包含幅度和相位信息的海杂波的统计建模方法和其多普勒谱特性。

3. 针对目标与海面的复合散射研究，本文所提出的 GO-PO 方法，虽然能够根据面元的空间位置，考虑面元之间的相互遮挡作用，从而更加合理的计算面元的二次散射贡献，但是在面元对入射波及一次反射波可见度的判断过程，耗时比较严重，本文将针对这一问题，进一步结合加速算法，建立效率有所提高的复合散射模型。

4. 针对船舶六自由度运动模型，本文的预估模型相对比较简单，适合于低速运动船舶在平稳海况下的六自由度运动仿真。然而，船舶在波浪中作大幅度运动时非线性问题显得尤为突出，以及船舶在恶劣的海况下的运动和船舶不同运动方式之间的耦合问题都需进一步地研究，这些问题同样也是目前船舶水动力学领域的难点课题。

中国知网 https://www.cnki.net

参考文献

[1] L. Tsang, J. A. Kong and K. H. Ding. Scattering of electromagnetic waves (vol.1: theories and applications)[M]. New York: Viley, 2000.

[2] L. Tsang, J. A. Kong, K. H. Ding, et al. Scattering of electromagnetic waves (vol.2: numerical simulations)[M]. New York: Viley, 2001.

[3] L. Tsang and J. A. Kong. Scattering of electromagnetic waves (vol.3: advanced topics)[M]. New York: Viley, 2001.

[4] Adrian K. Fung. Microwave scattering and emission models and their applications[M]. Boston: Artech House, 1994.

[5] Akira Ishimaru. Wave propagation and scattering in random media[M]. New York: Academic Press, 1978.

[6] M. Saillard and A. Sentenac. Rigorous solutions for electromagnetic scattering from rough surfaces[J]. Waves Random Complex Media, 2001, 11(3): 103-137.

[7] K. F. Warnick and W. C. Chew. Numerical simulation methods for rough surface scattering[J]. Waves Random Complex Media, 2001, 11(1): 1-30.

[8] T. M. Elfouhaily and C. A. Guérin. A critical survey of approximate scattering wave theories from random rough surfaces[J]. Waves Random Media. 2004, 14: R1-R40.

[9] S. H. Lou, L. Tsang and C. H. Chan. Application of finite element method to Monte Carlo simulations of scattering of waves by random rough surface: penetrable case[J]. Waves Random Media, 1991, 1(4): 287-307.

[10] P. Liu and Y. Q. Jin. Numerical simulation of bistatic scattering from a target at low altitude above rough sea surface under an EM-Wave incidence at low grazing angle by using the finite element method[J]. IEEE Trans.Geosci.Remote Sens., 2004, 52: 1205-1220.

[11] 刘鹏, 金业秋. 动态起伏海面低飞目标电磁散射 Doppler 频谱的有限元-区域分解法数值模拟[J]. 中国科学(G 辑), 2004, 34: 265-278.

[12] K. S. Yee. Numerical solution of initial boundary value problems involving maxwell's equations in isotropic media[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1966, 14(5): 302-307.

[13] A. K. Fung, S. Tjuatja and C. Terre. Numerical simulation of omnidirectional scattering from three-dimensional randomly rough dielectric surfaces[C]. International Geoscience and Remote Sensing Symposium, 1994, 1: 261-263.

[14] F. D. Hastings, J. B. Schneider and S. L. Broschat. A Monte-Carlo FDTD technique for rough surface scattering[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1995, 43(11): 1183-1191.

中国知网 https://www.cnki.net

[15] R. F. Harrigton. Field Computation by Moment Method. New York: Macmillan Company, 1968.

[16] A. Iodice. Forward–Backward Method for scattering from dielectric rough surfaces[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2002, 50(7): 901–911.

[17] C. D. Moss, et al. Forward-Backward Method with spectral acceleration for scattering from layered rough surfaces[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2006, 54(3): 1006-1016.

[18] D. Holliday, et al. Forward-backward: A new method for computing low-grazing angle scattering [J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1996, 44(5): 722-729.

[19] H. T. Chou and J. T. Johnson. A novel acceleration algorithm for the computation of scattering from rough surfaces with the forward–backward method[J]. Radio Sci., 1998, 33(5): 1277-1287.

[20] H. T. Chou, J. T. Johnson. Formulation of forward-backward method using novel spectral acceleration for the modeling of scattering from impedance rough surfaces[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2000, 38(1): 605-607.

[21] A. Iodice. Forward-Backward Method for scattering from dielectric rough surfaces[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 2002, 50(7): 901-911.

[22] Z. X. Li and Y. Q. Jin. Bistatic scattering and transmitting through a fractal rough surface with high permittivity using the physics-based two-grid method in conjunction with the forward-backward method and spectrum acceleration algorithm[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 2002, 50(9): 1123-1127.

[23] J. T. Johnson. A numerical study of low-grazing-angle backscatter from ocean-like impedance surfaces with the canonical grid method[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1998, 46(1): 114-120.

[24] C. H. Chan, L. Tsang and Qin Li. Monte Carlo simulations of large-scale one-dimensional random rough-surface scattering at near-grazing incidence: Penetrable case[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1998, 46(1): 142-149.

[25] J. T. Johnson, R. T. Shin, J. A. Kong, et al. A numerical study of the composite surface model for ocean backscattering[J]. IEEE Trans.Geosci.Remote Sens., 1998, 36(1): 72-83.

[26] M. Y. Xia, C. H. Chan, S. Q. Li, et al. An efficient algorithm for electromagnetic scattering from rough surfaces using a single integral equation and multilevel-sparse-matrix canonical-grid method[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 2003, 51(6): 1142-1149.

[27] S. W. Huang and M. Y. Xia. A modified scheme of sparse-matrix canonical-grid method using Chebyshev interpolating Green's function. Micro. Opt. Tech. Lett., 2007, 50(7):1844-1846.

[28] V. Rokhlin. Rapid solution of integral equations of scattering theory in two dimensions[J]. J. Comput. Phys., 1990, 86(2): 414-439.

[29] C. C. Lu and W. C. Chew. A multilevel algorithm for solving boundary integral equations of wave

中国知网 https://www.cnki.net

equations of wave scattering[J]. Micro. Opt. Tech. Lett., 1994, 7(10): 466-470.

[30] V. Jandhyala, E. Miehielssen and S. Balasubramaniam et al. A combined steepest descent-fast multipole algorithm for the fast analysis[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. 1998, 36(3): 738-748.

[31] R. L. Wagner, J. Song and W. C. Chew. Monte Carlo simulation of electromagnetic scattering from two-dimensional random rough surfaces[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1997, 45(2): 235-245.

[32] D. S. Weile, B. Shanker and E. Michielssen. An accurate scheme for the numerical solution of the time domain electric field integral equation[C]. IEEE APS Int. Symp. Dig., 2001: 516-519.

[33] K. Li and Y. L. Lu. Electromagnetic Field Generated by a Horizontal Electric Dipole Near the Surface of a Planar Perfect Conductor Coated With a Uniaxial Layer[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 2005, 53(10): 3191-3200.

[34] L. Liu and K. Li. Radiation From a Vertical Electric Dipole in the Presence of a Three-Layered Region[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 2007, 55(12): 3469-3475.

[35] P. Beckmann and A. Spizzichino. The Scattering of electromagnetic waves from rough surfaces[M]. New York: Pergamon, 1963.

[36] E. I. Thorsos. The validity of the Kirchhoff approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum[J]. J. Acoust. Soc. Am., 1988, 83(1): 78-92.

[37] A. Ishimaru and J. S. Chen. Scattering from very rough metallic and dielectric surfaces: a theory based on the modified Kirchhoff approximation[J]. Waves in Random Media, 1991, 1(1): 21-34.

[38] J. V. Toporkov and G. S. Brown. Numerical study of the extended Kirchhoff approach and the lowest order small slope approximation for scattering from ocean-like surfaces: Doppler analysis[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2002, 50(4): 417-425.

[39] M. Fuks, and A. G. Voronovich. Wave diffraction by rough interfaces in an arbitrary plane-layered medium[J]. Wave in Random Media, 2000, 10(2): 253-272.

[40] I. M. Fuks. Wave diffraction by a rough boundary of an arbitrary plane-layered medium[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2001, 49(4): 630-639.

[41] J. T. Johnson. Third order small perturbation method for scattering from dielectric rough surfaces[J]. J. Opt. Soc. Am., 1999, 16: 2720–2726.

[42] M. A. Demir and J. T. Johnson. Fourth- and higher-order small-perturbation solution for scattering from dielectric rough surfaces[J]. J. Opt. Soc. Am., 2003, 20: 2330–2337.

[43] D. E. Barrick. First-order theory and analysis of MF/HF/VHF scatter from the sea[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1972, 20(1): 2-10.

[44] D. E. Barrick and J. B. Snider. The statistics of HF sesa-echo Doppler spectra[J]. IEEE Trans.

中国知网 https://www.cnki.net

Antennas Propag., 1977, 25(1): 19-28.

[45] J.T. Johnson, R.T. Shin. A numerical study of the composite surface model for ocean backscattering[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. 1998, 36(1): 72-83.

[46] S.L. Durden and J. F. Vesecky. A numerical study of the separation wavenumber in the two scale scattering approximation[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. 1990, 28(2): 271-272.

[47] A. Khenchaf and O. Airiau. Bistatic radar moving returns from sea surface[J]. IEICE Trans. Electron., 2000, E83-C: 1827-1835.

[48] A. Awada, M.Y. Ayari, A. Khenchaf, et al. Bistatic scattering from an anisotropic sea surface: Numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models[J]. Waves Random Complex Media, 2006, 16: 383-394.

[49] G. S. Brown. Backscattering from a Gaussian-distributed perfectly conduction rough surface[J]. IEEE Trans. Antennas Propag. , 1978, 26(3): 472-482.

[50] K. Hasselmann, et al. Theory of synthetic aperture radar ocean imaging: a MARSEN view[J]. J. Geophys. Res., 1985, 90(C3): 4659-4686.

[51] G. Soriano and C. A. Guérin. A cutoff invariant two-scale model in electromagnetic scattering from sea surfaces[J]. IEEE Geoscience and remote sensing letters, 2008, 5(2): 199-203.

[52] G. Voronovich. Small-slope approximation in wave scattering from rough surfaces[J]. Sov. Phys.-JETP, 1985, 62: 65–70.

[53] A. G. Voronovich. Small-slope approximation for electromagnetic wave scattering at a rough interface of two dielectric half-spaces[J]. Waves in Random and Complex Media, 1994, 4(3): 337-367.

[54] G. Soriano and M. Saillard. Scattering of electromagnetic waves from two-dimensional rough surfaces with impedance approximation[J]. J. Opt. Soc. Am., 2001, 18(1): 24-33.

[55] G. Berginc. Small-slope approximation method: a further study of vector wave scattering from two dimensional surfaces and comparison with experimental data[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2002, 37: 251-287.

[56] S. T. McDaniel. Small-slope predictions of microwave backscatter from the sea surface[J]. Waves in Random and Complex Media, 2001, 11(3): 343–360.

[57] E. Bahar. Scattering cross sections for random surface: Full Wave Analysis[J]. Radio Science, 1981,16(2): 331-341.

[58] E. Bahar. Review of the full wave solutions for rough surface scattering and depolarization[J]. Journal of Geophysical Research, 1987, 92(5): 5209-5224.

[59] E. Bahar and Bom Son Lee. Radar scatter cross sections for two-dimensional random rough surfaces-Full wave solutions and comparisons with experiments[J]. Waves in Random Media.

中国知网 https://www.cnki.net

1996, 6: 1-23.

[60] D.P. Winebrenner and A. Ishimaru. Application to the Phase perturbation technique to randomly rough surfaces[J]. Journal of the Optical Society of America A. 1985, 2(12): 2285-2294.

[61] E. I. Thorsos and S. L. Broschat. The validity of the perturbation theory approximation for rough surface scattering using a Gaussian roughness spectrum[J]. J.Acoust.Soc.Am., 86(1): 261–277, 1989.

[62] K. Ivanova, M A Michalev and OI Yordanov. Study of the phase perturbation technique for scattering of waves by rough surfaces at intermediate and large values of the roughness parameter[J]. J. Electrom. Waves and Appl. 1990, 4(5): 401-414.

[63] A. K. Fung, Z. Li, K. S. Chen. Backscattering from a randomly rough dielectric surface[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. 1992, 30(2): 356-369.

[64] K. S. Chen, A. K. Fung. A Comparison of Backscattering Models for Rough Surfaces[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing. 1995, 33(1): 195-200.

[65] Blacksmith, P. J., R. E. Hiatt and R. B. Mack. Introduction to Radar Cross-section Measurements [J]. Proc. IEEE, 1965, 53(8): 901-920.

[66] J.A.Stratton. Electromagnetic Theory[M]. McGraw-Hill Book Co. N.Y., 1941.

[67] Sinclair, G. Theory of Models of Electromagnetic Systems[J]. Proc. IRE, 1948, 36(11): 1364-1370.

[68] Sinclair, G. Measurement of aircraft-antenna patterns using models[J]. Proc. IRE, 1947, 35(12): 1451-1462.

[69] Bachman, C. G. Some recent developments in RCS measurement techniques[J]. Proc. IEEE, 1965, 53(8): 926-927.

[70] 梁吕洪、胡小培. 微波工程设计中的缩比理论[J]. 微波与卫星通信, 1993, 23(1): 8-11.

[71] 时振栋、刘宏伟. 隐身目标雷达截面的缩比测量及反演计算[J]. 电子科技大学学报, 1995, 24(1): 13-17.

[72] Johnson, R., E. H. and M. R. Compact range techniques and measurements[J]. IEEE Trans. Antennas and Propagation, 1969, 17(5): 568-576.

[73] Daniel A Saylor, D Brett Beasley. Current status of IR scene projection at the U.S. Army Aviation and Missile Command[C]. Proceedings of SPIE. 2001: 147-157.

[74] 陈晓洁. 电大目标雷达散射截面的研究[D]. 西安: 西安电子科技大学, 2006.

[75] 杨虎. 植被覆盖地表土壤水分变化雷达探测模型和应用研究[D]. 北京: 中国科学院研究生院, 2003.

[76] 蒋文亭, 吴德伟, 何晶. 目标雷达散射截面缩比测量关键技术概述[J]. 信息工程大学学报, 2013, 14(2): 184-188.

中国知网 https://www.cnki.net

[77] 韩元. 金属亚波长孔阵列的太赫兹透射特性研究[D]. 北京: 首都师范大学, 2007.

[78] Jason C, Thomas M, Andrew J. Terahertz imaging of subjects with concealed weapons[C]. Terahertz for Military and Security Applications IV. 2006: 104-110.

[79] Giles R H, Gatesman A J, Waldman J. Tailoring Artificial Dielectric Materials at Terahertz Frequencies[C]. The Fourth International Symposium on Space Terahertz Technology. 1993: 215-221.

[80] Giles R H, Ferdinand A P, Waldman J. Design and Fabrication of Narrow Band Radar Absorbing Materials at Terahertz Frequencies[C]. IEEE Proceedings from the 15th International Conference on Infrared and Millimeter Waves. 1990: 1311-1398.

[81] Wu Chiayun, Andrew J Gatesman, Lucille M, et al. Terahertz backscattering behavior of various absorbing materials[C]. Terahertz Physics, Devices, and Systems III: Advanced Applications in Industry and Defense. 2009: 23-28.

[82] Gatesman A J, Goyette T M, Dickinson J C. Polarimetrie Backscattering Behavior of Ground Clutter at X, Ka, and W-band[C]. Algorithms for Synthetic Aperture Radar Imagery XII, Proceedings. 2005: 428-439.

[83] 赵明桂. 雷达反射截面的测量[J]. 航天电子对抗, 1990, 6(4): 44-51.

[84] M. R. Pino, L. Landesa, J. L. Rodriguez, et al. The generalized forward-backward method for analyzing the scattering from targets on ocean-like rough surface[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1999, 47(6): 961-969.

[85] R. J. Burkholder, M. R. Pino and F. Obelleiro. A Monte Carlo study of the rough-sea-surface influence on the radar scattering from two-dimensional ships[J]. IEEE Antennas and Propagation Magazine, 2001, 43(2): 25-33.

[86] D. Colak, R. J. Burkholder and E. H. Newman. Multiple Sweep Method of Moments Analysis of Electromagnetic Scattering from 3D Targets on Ocean-like Rough Surfaces[J]. Microwave Opt. Technol. Lett., 2007, 49(1): 241-247.

[87] Y. Zhang, et al. Mode-Expansion method for calculating electromagnetic waves scattered by objects on rough ocean surfaces[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2005, 53(5): 1631-1639.

[88] P. Liu and Y.-Q. Jin. Numerical simulation of bistatic scattering from a target at low altitude above rough sea surface under an EM-Wave incidence at low grazing angle by using the finite element method[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2004, 52(5): 1205-1220.

[89] P. Liu and Y.-Q. Jin. The finite-element method with domain decomposition for electromagnetic bistatic scattering from the comprehensive model of a ship on and a target above a large scale rough sea surface[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2004, 42(5): 950-956.

[90] L. Kuang and Y.-Q. Jin. Bistatic scattering from a three-dimensional object over a randomly rough

中国知网 https://www.cnki.net

surface using the FDTD algorithm[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2007, 55(8): 2302-2312.

[91] Y.-Q. Jin and Z.-X. Li. Numerical simulation of radar surveillance for the ship target and oceanic clutters in two-dimensional model[J]. Radio Science, 2003, 38(3): 1045(1-11).

[92] F.-S. Deng, et al. Numerical simulation of vector wave scattering from the target and rough surface composite model with 3-D multilevel UV method[J]. IEEE Trans Antennas Propagat., 2010, 58(5): 1625-1634.

[93] J. Li, L.-X. Guo and H. Zeng. FDTD method investigation on the polarimetric scattering from 2-D rough surface[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2010, 101: 173-188.

[94] 黄润恒等译. 随机介质中波的传播和散射[M]. 北京：科学出版社，1986.

[95] N. Engheta, et al. The fast multipole method (FMM) for electromagnetic scattering problems[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1992, 40(6): 634-641.

[96] J.-M. Song, C.-C. Lu and W.-C. Chew. Multilevel fast multipole algorithm for electromagnetic scattering by large complex objects[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1997, 45(10): 1488-1493.

[97] T.-J. Cui, et al. Efficient MLFMA, RPFMA, and FAFFA Algorithms for EM Scattering by Very Large Structures[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2004, 52(3): 759-769.

[98] J. Hu, et al. Fast Solution of Electromagnetic Scattering from Thin Dielectric Coated PEC by MLFMA and Successive Overrelaxation Iterative Technique[J]. IEEE Microwave and Wireless Components Letters, 2009, 19(12): 762-764.

[99] E. Bleszynski, M. Bleszynski and T. Jaroszewicz. AIM: Adaptive Integral Method for Solving Large-scale Electromagnetic Scattering and Radiation Problems[J]. Radio Science, 1996, 31(5): 1225-1251.

[100] 梁昌洪、魏兴昌. 矩量法结合小波变换快速求解磁场积分方程[J]. 西安电子科技大学学报(自然科学版), 2000, 27(6): 705-708.

[101] T. Namiki. 3-D ADI-FDTD method-unconditionally stable time-domain algorithm for solving full vector Maxwell's equations[J]. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2000, 48(10): 1743-1748.

[102] Y. W. Cheong, et al. Wavelet-Galerkin scheme of time-dependent inhomogeneous electromagnetic problems[J]. IEEE Microwave and Guided Wave Letters, 1999, 9(8): 297-299.

[103] A. A. Ergin, B. Shanker and E. Michielssen. The plane wave time-domain algorithm for the fast analysis of transient wave phenomena[J]. IEEE Antennas Propagat. Mag., 1999, 41(4): 39-52.

[104] B. Shanker, et al. Fast analysis of transient electromagnetic scattering phenomena using the multilevel plane wave time domain algorithm[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 2003, 51(3): 628-641.

中国知网 https://www.cnki.net

[105] J. T. Johnson. A numerical study of scattering from an object above a rough surface[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2002, 50(10): 1361-1367.

[106] J. T. Johnson. A Study of the Four-path Model for Scattering from an Object above a Half Space[J]. Microwave Opt. Technol. Lett., 2001, 30(6): 130-134.

[107] R. J. Burkholder, P. Janpugdee and D. Colak. Development of Computational Tools for Predicting the Radar Scattering from Targets on a Rough Sea Surface[R]. Technical Report, Ohio State University Electro Science Laboratory, Columbus, Ohio, 2001.

[108] R. J. Burkholder, M. R. Pino and D. H. Kwon. Development of ray-optical methods for studying the RCS of 2D targets on a rough sea surface[R]. Technical Report, Ohio State University Electro Science Laboratory, Columbus, Ohio, 1999.

[109] 叶红霞. 随机粗糙面与目标复合电磁散射的数值计算方法[D]. 复旦大学博士论文，2007.

[110] 叶红霞，金亚秋. 随机粗糙面上介质目标差场散射的快速计算方法[J]. 中国科学G辑，2006，36(2): 142-157.

[111] 叶红霞，金亚秋. 三维介质粗糙面上导体目标散射的解析-数值混合算法[J]. 电波科学学报, 2008, 23(6): 1144-1153.

[112] F. Xu and Y.-Q. Jin. Bidirectional analytic ray tracing for fast computation of composite scattering from electric-large target over a randomly rough surface[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2009, 57(5): 1495-1505.

[113] S.-Y. He and G.-Q. Zhu. A hybrid MM-PO method combining UV technique for scattering from two-dimensional target above a rough surface[J]. Microwave and Optical Technology Letters, 2007, 49(12): 2957-2960.

[114] 朱国强, 曹秦峰, 杨河林. 正弦型粗糙面上方平板的电磁波散射[J]. 武汉大学学报（自然科学版）, 1996, 42 (5): 661-668.

[115] 向长青, 朱国强, 杨河林. 平板与正弦型组合粗糙面的电磁波复合散射[J]. 电波科学学报, 1998, 13 (3): 256-260.

[116] 朱国强, 杨河林. 导体条带与周期粗糙面对电磁波的复合散射[J]. 武汉大学学报, 1999, 33 (3): 103-107.

[117] 崔凯, 许小剑, 毛士艺. 基于高频混合方法的海上目标电磁散射特性分析[J]. 电子与信息学报, 2008, 30(6): 1500-1503.

[118] 王勇，许小剑. 海上舰船目标的宽带雷达散射特征信号仿真[J]. 航空学报, 2009, 30(2): 337-342.

[119] 张晓燕, 盛新庆. 介质粗糙面上目标后向散射的高效混合算法[J]. 计算物理, 2010, 30 (4): 460-464.

[120] 李西敏, 童创明, 付树洪, 等. 高斯粗糙面与临空目标复合电磁散射的 KH-MoM 解[J]. 电

中国知网 https://www.cnki.net

波科学学报, 2010, 25 (6): 1146-1151.

[121] 姬伟杰, 童创明. 三维目标与粗糙面复合散射的广义稀疏矩阵平面迭代及规范网格算法[J]. 物理学报, 2011, 60 (1): 301-309.

[122] S.-T. Qin, et al. A TDIE/TDPO hybrid method for the analysis of TM transient scattering from two-dimensional combinative conducting cylinders[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2010, 102: 181-195.

[123] 秦三团. 随机粗糙面与目标复合电磁散射的快速算法研究[D]. 西安电子科技大学博士论文，2011.

[124] M. Zhang, et al. Time-domain techniques for transient scattering from dielectric bodies and sea surface governed by Jonswap's sea spectra[J]. Chin. Phys. Lett., 2009, 26(8): 084101.

[125] H. Chen, et al. An efficient slope-deterministic facet model for SAR imagery simulation of marine scene[J]. IEEE Trans Antennas Propagat., 2010, 58(11): 3751-3756.

[126] Y. W. Zhao, M. Zhang and H. Chen. An efficient ocean SAR raw signal simulation by employing fast Fourier transform[J]. Journal of Electromagnetic Waves and Application, 2010, 24: 2273-2284.

[127] M. Zhang, et al. SAR imaging simulation for composite model of ship on dynamic ocean scene[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2011, 113: 395-412.

[128] W. Luo, et al. An efficient hybrid high-frequency solution for the composite scattering of the ship very large two-dimensional sea surface[J]. Progress In Electromagnetics Research M, 2009, 8: 79-89.

[129] S. Denis and W. J. Pierson. On the motion of ships in confused seas[J]. Trans. SNAME, 1953, 61.

[130] B. V. Korvin-Kroukovsky. Investigation of ship motions in regular waves[J]. Trans. SNAME, 1955, 63.

[131] B. V. Korvin-Kroukovsky and W. R. Jacobs. Pitching and heaving motions of a ship in regular waves[J]. Trans. SNAME, 1957, 65.

[132] F. Tasai and M. Takaki. Theory and calculation of ship responses in regular waves. Symposium on Seawothines of Ships[J]. Japan Society of Naval Architects, 1969.

[133] T. F. Ogilvie and E. O. Tuck. A rational strip-theory of ship motion: Part I[R]. Department of Naval Architecture, University of Michigan, America: Report No. 013, 1969.

[134] N. Salvesen, E. O. Tuck, and O. Faltinsen. Ship motions and sea loads[J]. Trans. SNAME, 1970, 78: 250-287.

[135] Ursell. On the heaving of a circular cylinder on the surface of a fluid[J]. Quarterly J. of Mech. and Applied Math, 1949, 2.

中国知网 https://www.cnki.net

[136] W. Fank. Osoillation of cylinders in or below the free surface of deep fluids[R]. Report No. 2375, Naval Ship Research and Development Center, 1967.

[137] K. Jamil and R. J. Burkholder. Radar scattering from a rolling target floating on a time-evolving rough sea surface[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2006, 44(11): 3330-3337.

[138] 徐小剑，姜丹，李晓飞. 时变海面舰船目标动态雷达特征信号模型[J]. 系统工程与电子技术, 2011, 33(1): 42-47.

[139] L. A. Klein and C. T. Swift. An improved model for the dielectric constant of sea water at microwave frequencies[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1977, AP-25(1): 104-111.

[140] P. A. Stogryn et al., The microwave permittivity of sea and fresh water[J]. Azusa, CA: GenCorp Aerojet, 1995.

[141] T. Meissner and J.W. Frank. The complex dielectric constant of pure and sea water from microwave satellite observations[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2004, 42(9): 1836-1849.

[142] W. Ellison, A. Balana, et al. New permittivity measurements of seawater[J]. Radio Sci., 1998, 33(3): 639–648.

[143] Quanhua Liu, Fuzhong Weng, and Stephen J. English. An improved fast microwave water emissivity model[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2011, 49(4): 1238-1250.

[144] A. K. Fung and K. K. Lee. A Semi-Eempirical Sea-Spectrum Model for scattering coefficient estimation[J]. IEEE Journal of Oceanic Engineering, 1982, 7(4): 166-176.

[145] Pierson W. J., and Moscowitz L., A proposed spectral form for fully developed wind seas based on the similarity theory[J]. J. Geophys. Res., 1964, 69 (24): 5181-5190.

[146] K. Hasselmann, T. P. Barnett, E. Bouws, et al. Measurements of wind-wave growth and swell decay during the Joint North Sea Wave Project (JONSWAP) [J]. Dtsch. Hydrogr. Z. Suppl., 1973,12(A8):1-95.

[147] Elfouhaily T., Chapron B., Katsaros K., et al. A unified directional spectrum for long and short wind-driven waves[J]. J. Geophys. Res., 1997, 102: 15781-15796.

[148] Donelan M., Hamilton J., and Hui W. H., Directional spectra of wind–generated waves[J]. Philos. Trans. R. Soc. Lond., 1985, A 315: 509–562.

[149] Banner M L. Equilibrium spectra of wind waves[J]. J. Physical Oceanography, 1990, 20: 966-984.

[150] M. S. Longuet-Higgins, D. E. Cartwright and N. D. Smith. Observations of the directional spectrum of sea waves using the motions of a floatation buoy. Ocean Wave Spectra[J]. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1963, 111-136.

[151] Soriano G., Joelson M., and Saillard M., Doppler Spectra From a Two-Dimensional Ocean Surface at L-Band[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2006, 44(9): 2430-2437.

中国知网 https://www.cnki.net

[152] Toporkov J. V., and Brown G. S., Numerical simulations of scattering from time-varying, randomly rough surfaces[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2000, 38(4): 1616-1625.

[153] Apel J. R., An improved model of the ocean surface wave vector spectrum and its effects on radar backscatter[J]. J. Geophys. Res., 1994, 99 (C8): 16269-16291.

[154] Kinsman B. Wind waves: their generation and propagation on the ocean surface[M]. New York: Dover, 1984.

[155] D B Creamer, Henyey F, Schult R, et al. Improved linear representation of ocean surface waves[J]. J. Fluid Mech., 1989, 205: 135-161.

[156] A. Arnold-Bos, A. Khenchaf and A. Martin. Bistatic radar imaging of the marine environment-part I: theoretical background[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, 2007, 45(11): 3372-3383.

[157] M. Zhang, H. Chen, and H.-C. Yin. Facet-based investigation on EM scattering from electrically large sea surface with two-scale profiles: Theoretical model[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2011, 49(7), 1967-1975.

[158] 陈珲. 动态海面及其上目标复合电磁散射与多普勒谱研究[D]. 西安电子科技大学博士论文，2012.

[159] G. Franceschetti, M. Migliaccio and D. Riccio. On ocean SAR raw signal simulation[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1993, 31(4): 880-884.

[160] M. Zhang, H. Chen, and H.-C. Yin. Facet-based investigation on EM scattering from electrically large sea surface with two-scale profiles: Theoretical model[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 2011, 49(7), 1967-1975.

[161] J. Daley, J. T. Ransone and J. J. Burkett. Radar sea return- JOSS I[R]. Technical Report NRL Report 7268, Naval Research Laboratory, Wave Propagation Branch, Electronics Division.

[162] J. Daley, J. T. Ransone and J. J. Burkett. Radar sea return- JOSS II[R]. Technical Report NRL Report 7534, Naval Research Laboratory, Wave Propagation Branch, Radar Division.

[163] A. Awada, et al. Bistatic scattering from an anisotropic sea surface: Numerical comparison between the first-order SSA and the TSM models[J]. Wave in Random Media, 2006, 16(3): 383-394.

[164] Ulaby F T, Moore R K, Fung A K. Microwave remote sensing (Active and Passive) I, II and III [M]. New York: Addison-Wesley, 1982.

[165] 聂丁. 动态海面电磁散射与多普勒谱研究[D]. 西安电子科技大学博士论文，2012.

[166] W. Linwood Jones, Lyle C. Schroeder, John L. Mitchell. Aircraft measurements of the microwave scattering signature of the ocean[J]. IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 1977, 25(1): 52-61.

中国知网 https://www.cnki.net

[167] D. E. Barrick and J. B. Snider. The statistics of HF sesa-echo Doppler spectra[J]. IEEE Trans. Antennas Propag., 1977, 25(1): 19-28.

[168] F. G. Bass, et al. Very High Frequency Radiowave Scattering by a Disturbed Sea Surface-Part I: Scattering from a slightly disturbed boundary[J]. IEEE Trans. Antennas Propag. , 1968, 16(5): 554-559.

[169] F. G. Bass, et al. Very High Frequency Radiowave Scattering by a Disturbed Sea Surface-Part II: Scattering from an actual sea surface[J]. IEEE Trans. Antennas Propag. , 1968, 16(5): 560-568.

[170] D. Walker. Experimentally motivated model for low grazing angle radar doppler spectra of the sea surface[J]. IEE Proc.-Radar Navig., 2000, 147(3): 114-120.

[171] D. Crombie. Doppler spectrum of sea echo at 13.56 Mc/s[J]. Nature, 1955, 175: 681-683.

[172] A. Papoulis, Probability, Random Variables, and Stochastic Processes[M]. New York: McGraw-Hill, 1991, 444-445.

[173] Thompson D R. The Effect of internal waves on the Doppler spectrum of microwaws scattered from the ocean surface [C]. Proc. Of the IEEE Geoscience and Remote Sensing Society (IGARSS), 1988, SP: 284.

[174] 贺丽梅, 陈致明, 刘乾生. 相似理论在仿真可信性分析中的应用[J].计算机应用研究, 2002, 19(12): 111-113.

[175] 杨俊杰. 相似理论与结构模型试验[M]. 武汉: 武汉理工大学出版社, 2005: 21-27.

[176] 周美立. 相似工程学[M]. 北京: 机械工业出版社, 1998: 164-165.

[177] D. B. Trizna. A model for Brewster angle damping and multipath effects on the microwave radar sea echo at low grazing angles [J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing,1997, 35(9): 1232-1244.

[178] Martin Gade, Nicole Braun. Laboratory measurements of artificial rain impinging on a wind-roughened water surface [J]. IEEE International Geoscience and Remote Sensing Symposium Proceedings, 1998, (5): 2559-2561.

[179] Jerry R. Smith, Steven J. Russell, Barry E. Brown, et al. Electromagnetic forward-scattering measurements over a known, controlled sea surface at grazing [J]. IEEE Transactions on Geoscience and Remote Sensing, 2004, 42(6): 1197-1207.

[180] 岳慧, 王晓冰, 薛正国. 粗糙海面的电磁散射缩比模拟测量的若干基本问题[J]. 制导与引信, 2010, 31(4): 30-34.

[181] David R. Lyzenga. Numerical simulation of synthetic aperture radar image spectra for ocean waves[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sens., 1986, 24(6): 863-872.

[182] R. A. Dalrymple, B.D. Rogers. Numerical modeling of water with the SPH method[J]. Coastal Engineering, 2006, 53(2): 141-147.

中国知网 https://www.cnki.net

[183] Claus Brüning, Werner Alpers, and Klaus Hasselmann. Monte-Carlo simulation studies of the nonlinear imaging of a two dimensional surface wave field by a synthetic aperture radar[J]. Int. J. Remote Sensing, 1990, 11(10): 1695-1727.

[184] L. C. Schroeder, et al. AAFE RADSCAT 13.9-GHz measurements and analysis: Wind-speed signature of the ocean[J]. IEEE J. Oceanic Eng., 1985, 10, 10(4): 346-357.

[185] W. L. Jones, et al. The SEASAT-A satellite scatterometer: the geophysical evaluation of remotely sensed wind vectors over the ocean[J]. J. Geophys. Res., 1982,4, 87(c5): 3297-3317.

[186] S. V. Nghiem, F. K. Li and G. Neumann. The dependence of ocean backscatter at Ku-band on oceanic and atmospheric parameters[J]. IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing., 1997, 35(3): 581-600.

[187] F. Arikan. Statistic of simulated ocean clutter[J]. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 1998, 12: 499-526.

[188] S. Haykin and S. Puthusserypady. Chaotic dynamics of sea clutter[J]. Chaos, 1997, 7(4): 777-802.

[189] T. Lo, et al. Fractal characterization of sea-scattered signals and detection of sea-surface targets[J]. IEE Proceedings F. on Radar and Signal Processing, 1993, 140(4): 243-250.

[190] N. W. Guinard and J. T. Ransone. NRL terrain clutter study, phase I[R]. Naval Research Laboratory report, 1967, pp.55-60.

[191] F. E. Nathanson. Radar Design Principles[M]. New York: McGraw-Hill, 1969.

[192] G. V. Trunk. Detection of targets in non-Gaussian sea clutter[J]. IEEE Trans. AES., 1970, 6(5): 620-628.

[193] F. A. Fay, J. Clarke and R. S. Peters. Weibull distribution applied to sea clutter[J]. IEE Electromagnetic Wave Series, 1985, 236-239.

[194] E. Jakeman and P. N. Pusey. A model for non-Rayleigh sea echo[J]. IEEE Trans. Antennas Propagat., 1976, 24(6): 806-814.

[195] Douglas A. Abraham and Anthony P. Lyons. Reliable methods for estimating the K-distribution shape parameter[J]. IEEE Journal of Oceanic Engineering, 2010, 35(2): 288-302.

[196] 盛骤,谢式前,潘承毅. 概率论与数值统计[M]. 北京: 高等教育出版社, 2006.

[197] 刘福声, 罗鹏飞. 统计信号处理[M]. 长沙: 国防科技大学出版社, 1999.

[198] Sekine M, Mao Y H. Weibull radar clutter[M]. Peter Peregrinus, 1990.

[199] Zhao D. L., and Toba Y., Dependence of Whitecap Coverage on Wind and Wind- Wave Properties[J]. Journal of Oceanography, 2001, 57: 603-616.

[200] DeVore M D, et al. Statistical assessment of model fit for synthetic aperture radar data[C]. SPIE 2001, 4382: 379-388.

中国知网 https://www.cnki.net

[201] Watts S. Cell-averaging CFAR gain in spatially correlated K-distributed clutter [C]. IEE Proc. Pt. F, 1996, 143(5): 321-327.

[202] Fumio Yamazaki, Masanobu Shinozuka. Digital generation of non-gaussian stochastic fields[J]. J. Eng. Mech, 1988, 114: 1183-1197.

[203] M. Shinozuka. Simulation of multivariate and multidimensional random processes [J]. Journal of the Acoustical Society of America, 1971, 49(1): 357-368.

[204] William B.Gordon. Far-Field approximations to the Kirchhoff-Helmholtz representations of scattered fields[J]. IEEE Trans Antennas Propagat., 1975, 23(4): 590-592.

[205] Y. W.Zhao, M. Zhang, X. P. Geng and P. Zhou. A comprehensive facet model for bistatic SAR imagery of dynamic ocean scene[J]. Progress In Electromagnetics Research, 2012, 123: 427-445.

[206] Armin Doerry. Ship Dynamics for Maritime ISAR Imaging[J]. 2008, SAND2008-1020, Sandia National Laboratories.

[207] Hajduch, G., J. M. Le Caillec, and R. Garello. Airborne high-resolution ISAR imaging of ship targets at sea[J]. IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems, 2004, 40(1): 378-384.

[208] H. SÖDING. A method for accurate force calculation in potential flow[J]. Ship Technology Research, 1993, 40: 176-186.

[209] 吴秀恒, 张乐文, 王仁康. 船舶操纵性与耐波性[M].人民交通出版社, 1988.

中国知网 https://www.cnki.net

致谢

值此论文完稿之际，谨对导师张民教授的辛勤培育以及谆谆教诲表示最衷心的感谢！能成为他的学生是作者最大的幸运，导师渊博的知识、敏锐的洞察力、严谨的治学态度和平易近人的学者风范使作者受益匪浅，这些必将是作者今后工作和生活中的宝贵财富。几年来，导师在作者迷茫时给予点拨，气馁时给予鼓励，困难时给予无私的帮助。衷心感谢导师在科研学习和论文投稿修改方面给予的指导和帮助，在生活方面给予作者无微不至的关心和照顾！同时感谢师母焦老师在生活中的关怀和帮助！

感谢学习生涯曾有幸受教过的各位老师们，感谢吴振森教授、郭立新教授、韩一平教授、韩香娥教授、杨瑞科教授和白璐教授等老师的谆谆教导和在学习上给予的帮助！感谢在生活中给予作者很多帮助的何安年老师！

感谢实验室的聂丁和江旺强两位老师在学习上的指导和帮助！感谢陈珲博士和魏鹏博博士在科研方面提供的重要资料和论文修改方面给予的指导和宝贵建议！感谢王佳坤博士、李金星博士、任云龙硕士在 3ds Max 和 C 编程软件的使用和学习方面给予作者的指导和帮助！感谢李宁博士，罗根博士，张锐博士，陈俊龙博士，赵佳博士在学习和生活方面对作者的帮助！感谢同窗近十载的屈檀博士，孟肖博士，李海英博士在生活上给予的关怀和帮助，以及我们彼此的友情！感谢实验室师弟师妹们曾给予作者的关怀和帮助！和大家一起相处的日子，将是我一生中难忘的时光！

衷心感谢公婆对女儿的照顾，使作者能全身心地投入到学业上，完成博士论文的研究工作。感谢丈夫在精神上的不断鼓励和支持，在最艰难的时期给予作者生活上的照顾。感谢女儿用她稚嫩的笑脸和甜美的笑声带给作者莫大的信心和勇气。

最后，谨以此文献给父母，感谢他们最伟大的养育之恩和最无私的关爱之情，愿他们健康长寿！

中国知网 https://www.cnki.net

中国知网 https://www.cnki.net

中国知网 https://www.cnki.net

[6] Jun-Long Chen, Min Zhang, **Ye Zhao**, Peng-Bo Wei, and Ding Die. Study on Doppler spectra of two-dimensional skewed sea surfaces[J]. Wave in Random and Complex Media, 2014, 24(4): 477-489. **(SCI:000344405900010)**

[7] 张民, 陈珲, **赵晔**, 耿旭朴. 动态海面上舰船目标电磁散射与多普勒谱研究. 全国电磁散射与逆散射学术交流会, 2012,11,15, 成都.

[8] **赵晔**, 张民, 耿旭朴. 二维海面上船舶六自由度运动模拟. 第十二届全国电波传播学术讨论年会, 2013,9,13, 青岛.

3.2 参与科研项目及获奖

[1] 国家自然科学基金项目, 海面舰船目标SAR图像仿真的电磁散射机理和模型研究, 2014年1月-2017年12月

[2] 国家部委项目, 时变海面及舰船水动力建模, 2013年7月-2014年12月, 已完成。

[3] 国家部委项目, 动态海面宽带回波模拟研究, 2014年7月-2015年12月, 已完成。

[4] 国家部委项目, 海上大型舰船目标雷达双站散射特性分析, 2015年6月-2016年6月, 已完成。

[5] 国家部委项目, 动态海面电磁散射特性建模研究, 2015年7月-2016年5月, 已完成。

[6] 国家部委项目, 海杂波统计特性建模软件, 2015年6月-2016年6月, 已完成。

中国知网 https://www.cnki.net