

文章编号: 1007-4619 (2000) 04-0251-05

海面微波散射与风生波短波谱

徐丰¹, 贾复¹, 马丽娟²

(1. 中国科学院力学研究所, 北京 100080; 2. 中国科学院大气物理研究所, 北京 100029)

摘要: 从海面微波散射的物理机制出发, 在短波平衡范围条件下, 讨论了风生波短波谱形式, 通过对不同波段的微波散射数据分析, 建立起能适应相当宽微波波段(0.428—34.4 GHz)的海面微波散射模型。文中对若干个波段的微波散射系数进行了试算, 并与实测资料进行了比较, 结果是令人满意的。

关键词: 风生波短波谱; Bragg 散射; 散射系数; 摩擦风速; 微波频率

中图分类号: TP701/TP722.2 **文献标识码:** A

1 引言

海面风场的观测, 特别是全球尺度海面风场资料匮乏一直是海洋和大气等研究领域里一个十分突出的问题。目前看来, 卫星遥感技术将是从根本上解决这一问题的唯一途径。利用卫星携带的微波散射计接收到的散射系数(σ^0)来反演海面风场, 其原理是基于: 微波散射系数与粗糙海面的风生波谱是有客观联系的(Bragg 散射双尺度理论)。近年来, 工程应用中发展出的 SASS 模型和 CMOD 模型, 均有较高的精度和可靠性, 但是由于它们是来自对散射计数据的经验拟合, 没有考虑微波频率的影响, 造成工程模型的应用范围只能限于特定的波段。为此, 本文通过对海面微波散射机制以及风生波短波谱结构的研究, 根据不同微波波段的大量散射实测数据的分析, 讨论了风生波短波谱形式, 建立了一个能适用常规微波波段(0.428—36 GHz)的海面微波散射模型。

2 风生波短波谱

Phillips^[1]指出, 波浪在风作用下的成长不会无限地继续下去, 当波浪的能量聚集达到临界状态时(发生破碎, 称平衡范围), 风对波浪的能量输入与波的能量耗散相平衡(破碎耗散)。尽管风生短波的破碎耗散仍是待研究的问题, 但在一定的简化假设下,

是可以给出海面风生短波谱的半经验形式, 可以认为对于风生短波存在平衡范围, 即有:

$$S_w = S_d \quad (1)$$

式中, S_w 为海气界面风的能量输入, S_d 为水波的能量耗散。

关于海气界面风的能量输入, Plant^[2]根据实验室测量结果以及野外实测资料指出, 应满足如下关系:

$$S_w \propto (gu_*^2/c^2) \quad (2)$$

式中, g 为重力加速度, u_* 为摩擦风速, c 为水波相速, $c^2 = g/k$, k 为风生波波数谱。

水波破碎耗散的估计目前仍然是一个难题。但在能量平衡条件下, 通过相似分析可得到波破碎耗散的下述形式:

$$S_d = gk^{-4} F(k^4) \quad (3)$$

式中, k 为水波波数, F 为未知函数。Phillips^[1]建议可采用幂函数形式, 将公式(2)和(3)联立可得到短波谱:

$$(k) \propto k^{-4} \left[\frac{u_* k^{1/2}}{g^{1/2}} \right]^v \quad (4)$$

式中, g_* 是考虑了风生短波(毛细重力波)表面张力的影响, 根据毛细重力波范围的弥散关系, 有: $g_* = g + Tk^2$, 其中 $T = 7.25 \times 10^{-5} \text{ (m}^3/\text{s}^2)$ 为水表面张力密度比。

关于指数 v , Banner^[3]根据短重力波(波长为 16—400 cm)的实验, 给出波数谱 $u_*^{0.5}$, 而 Jahne^[4]测量的毛细重力波范围(波长为 0.7—3 cm)

收稿日期: 1999-09-10; 修订日期: 2000-02-24

基金项目: 国家自然科学基金资助(批准号: 19602022)。

作者简介: 徐丰(1965—)辽宁省沈阳市人,男,副研究员。青岛海洋大学学士,中国科学院力学研究所硕士,现主要从事环境流体力学及遥感研究工作,发表论文 20 余篇。

的波谱 $u^{2.5}$ 。对于不同波数段, ν 值差异如此之大的现实使我们相信, 在(4)式中的 ν 值不能认为是常数, 可能是波数的函数, 这一想法源于 Durden^[5]对 $k\mu$ 波段散射试算的结果。笔者对所收集到的常规微波波段散射数据进行了分析, 图 1 给出了根据散射数据得到的波谱风速指数 ν 与水波波数的关系, 从中可看出指数 ν 与水波波数有相当明显的对数关系。因此, 根据实验测量^[3, 4]及微波散射数据的分析, 我们认为 ν 与水波波数的下述关系式是合适的:

$$\nu = \log k / k_p \quad (5)$$

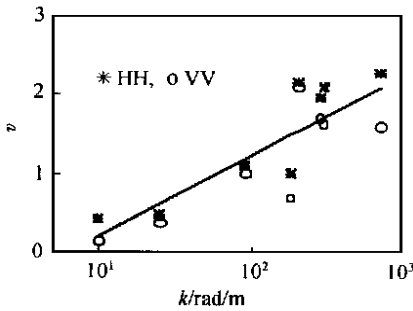


图 1 指数 ν 与水波波数的关系

Fig. 1 the exponent ν vs waves number ν

从波谱概念出发, 我们认为 k_p 应是波数谱的某一特征尺度。考虑到短波平衡范围将其取为平衡域的下限更为合理。在计算中, 为能与重力波谱 (PM 谱) 的匹配, 通过数值求解匹配点而得到 k_p , 为计算方便也可以取平均值 $k_p = 6$ (rad/m)。

将上述的短波谱与海面充分发展的重力波 PM 谱匹配可构成一个完整的波谱形式:

$$S(k) = \frac{0.004}{2} k^{-4} \begin{cases} \exp(-0.74(k_c/k)^2), & k < k_p \\ \left(\frac{u_* k^{1/2}}{g_*^{1/2}} \right)^{\log(k/k_p)}, & k \geq k_p \end{cases} \quad (6)$$

式中, $k_c = g/U_{19.5}^2$, $U_{19.5}$ 为海面上 19.5 m 处的风速, 其计算公式参见文献[6]。

3 海面微波散射模型

在双尺度假定下, 考虑海面长波的几何调制作用, 则散射系数 S^0 应是对各种长波斜率贡献的积分^[6]:

$$S_{pp}^0 = \int \int 16 k_0^4 G_{pp} P d Z_x d Z_y \quad (7)$$

式中, k_0 为微波波数, 积分变量 Z_x 、 Z_y 为长波斜

率, $Z_x = \tan \phi$, $Z_y = \tan \psi$, ϕ 、 ψ 分别为 x 和 y 方向的长波波面倾角, P 为长波斜率概率密度, 足标 pp 表示垂直极化(VV)或水平极化(HH), G_{pp} 代表一阶极化参量, 由于长波波面的倾斜作用, 微波入射角已变为有效入射角 $i = \cos^{-1}[\cos(\theta + \phi)\cos\psi]$, 因此极化参量 G_{pp} 应是 i 的函数, 其计算式如下^[6]:

$$G_{HH} = \cos^4 i \left[\left(\frac{\cos i}{\sin i} \right)^2 g_{VV}(i) + \left(\frac{\sin i}{\cos i} \right)^2 g_{HH}(i) \right] \quad (8)$$

$$G_{VV} = \cos^4 i \left[\left(\frac{\cos i}{\sin i} \right)^2 g_{HH}(i) + \left(\frac{\sin i}{\cos i} \right)^2 g_{VV}(i) \right] \quad (9)$$

式中, $\sin i = \sin(\theta + \phi)\cos\psi$, $\cos i = \cos(\theta + \phi)\sin\psi$ 。

$$g_{HH}(i) = \frac{(\epsilon_r - 1)}{[\cos i + (\epsilon_r - \sin^2 i)^{1/2}]^2} \quad (10)$$

$$g_{VV}(i) = \frac{(\epsilon_r - 1)[\epsilon_r(1 + \sin^2 i) - \sin^2 i]}{[\epsilon_r \cos i + (\epsilon_r - \sin^2 i)^{1/2}]^2} \quad (11)$$

其中, ϵ_r 为海面介电常数。

海面长波斜率概率密度 P 满足高斯分布^[6]:

$$P = \frac{F(Z_x, Z_y)}{2 S_u S_c} \exp \left[-\frac{Z_x^2}{2 S_u^2} - \frac{Z_y^2}{2 S_y^2} \right] \left(1 + Z_x \tan \psi \right) \quad (12)$$

式中, $Z_x = Z_x \cos \psi + Z_y \sin \psi$, $Z_y = Z_y \cos \psi - Z_x \sin \psi$, F 的算式见文献[6]。

对于小入射角条件下, 须考虑镜面反射对微波散射系数的贡献, 利用 Kirchoff 近似可得到镜面反射 S_s^0 的计算公式^[6]:

$$S_s^0 = \frac{|R(0)|^2}{2 S_u S_c} \sec^4 \psi \exp \left[-\frac{\tan^2 \psi}{2 S_u^2} \right] \quad (13)$$

式中, $R(0)$ 为 Fresnel 反射系数^[6]。

可得到散射系数完整计算公式:

$$S_{pp}^0 = \frac{|R(0)|^2}{2 S_u S_c} \sec^4 \psi \exp \left[-\frac{\tan^2 \psi}{2 S_u^2} \right] + \int \int 16 k_0^4 G_{pp} P d Z_x d Z_y \quad (14)$$

事实上波数谱 $S(k, \theta)$ 还是波数方向角 θ 的函数, 可表示成:

$$S(k, \theta) = S(k) f(\theta) \quad (15)$$

式中, θ 为方位角(风速与波数方向的夹角)。

为满足粗糙海面电磁波的 Bragg 共振条件, 水波波数 k 与电磁波波数 k_0 有如下关系^[6]:

$$k = 2k_0 \sin \theta \quad (16)$$

关于公式(15)中的函数 $f(\theta)$ 。借鉴工程应用中普遍沿用的方法,结合对含盖微波频率 0.428—34.4 GHz 的散射数据的分析,本文给出了函数 $f(\theta)$ 下述的分析式:

$$f(\theta) = (1 + b_1 \cos \theta + b_2 \cos^2 \theta) / (1 + b_1 + b_2) \quad (17)$$

式中,通过对 13.9 GHz 散射数据的拟合可得到 $b_1 = 0.29$, 参数 b_2 借鉴了 Fung 和 Lee^[6]的分析,通过实测资料的拟合得到: $b_2 = 3 \times (1 - S_c / S_u) / (1 + S_c / S_u)$, S_u 和 S_c 为迎侧风方向的波面方差,其计算公式参见文献[6],与实测的比较结果见图 2。

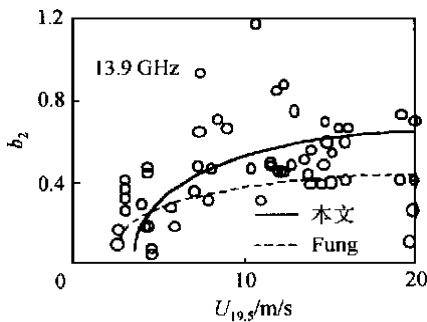


图 2 参数 b_2 的计算结果与实测值的比较
Fig. 2 Computations and measurements of b_2

4 计算结果分析

由于文中提出的模型是建立在 Bragg 散射理论基础上的,并计及了小入射角的镜面反射贡献,因而其适用范围主要为中小雷达入射角的情况,实际上入射角小于 70° 效果较佳。此外,在实际的计算中,对于入射角小于 15° 时可略去 σ_0^s 对散射系数的贡献,只计及镜面反射 σ_0^s 的贡献。再有,考虑到海面长波斜率概率密度 P 为高斯分布(见公式(12)),计算经验表明可将公式(14)的数值积分上下限取为最

大计算风速下水波波面方差的 4 倍。

图 3(a)和图 3(b)分别示出 Ku 波段(13.9 GHz)和 X 波段(10 GHz) σ_0^0 与方位角 ϕ 的关系,计算曲线与实测值基本符合,二者均表现出迎、顺风的不对称性。从图 3(b)中还可看出不同风速下计算与实测的 σ_0^0 均表现出波动幅值的显著变化。计算结果与实测数据的良好符合证明本文的反演模型基本上反映了实际散射系数 σ_0^0 与风速、微波入射角、微波方位角及极化的依赖关系。

为考察该模型对于不同微波频率的适用性,本文采用了几组有代表性的微波散射实测数据作为本文模型的考核基础,包括的微波散射计工作频率从 0.428 到 34.4 GHz。图 4(a)、图 4(b)、图 4(c)分别示出微波频率为 0.428、4.55、8.91 GHz 的本文散射模型计算结果与实测数据^[7]的比较,图 4(d)和图 4(e)分别是 13.9 和 34.4 GHz 散射系数 σ_0^0 计算结果与实测数据^[8, 9]的比较。不难看出计算结果与实测数据的符合程度是令人满意的,本文散射模型在微波频率 0.428—34.4 GHz 范围内均有其良好的适用性。同时从图 4 所反映的问题来看,通常的工程模型(如 SASS 模型)认为风速指数仅是入射角 θ 的函数是不够准确的,还应该包括微波波数。文中将风速指数考虑为水波波数的函数正是基于此种想法,因为根据 Bragg 共振条件: $k = k_0 \sin \theta$, 正说明风速指数 v 为微波波数及入射角的函数。

5 结 论

在大量的微波散射数据分析基础上,本文讨论了风生波短波谱结构,在双尺度理论框架下,建立了一个可实际应用的海面微波散射模型。该模型的计算结果与多组散射数据相比较有良好的符合,并在满足一定精度要求下,能应用于从 0.428—34.4

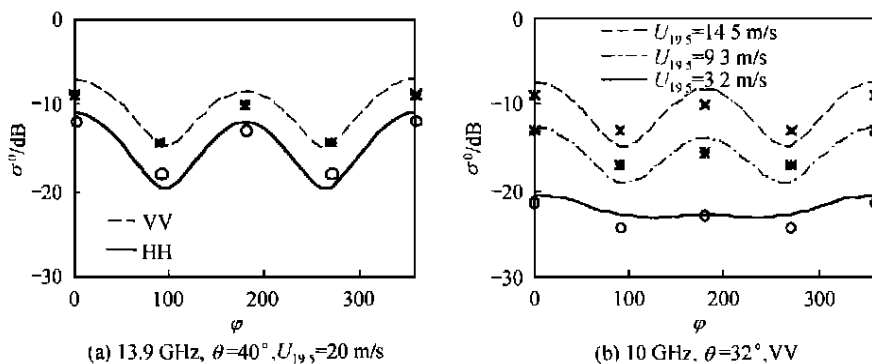


图 3 散射系数与方位角的关系

Fig. 3 NRCS vs azimuth

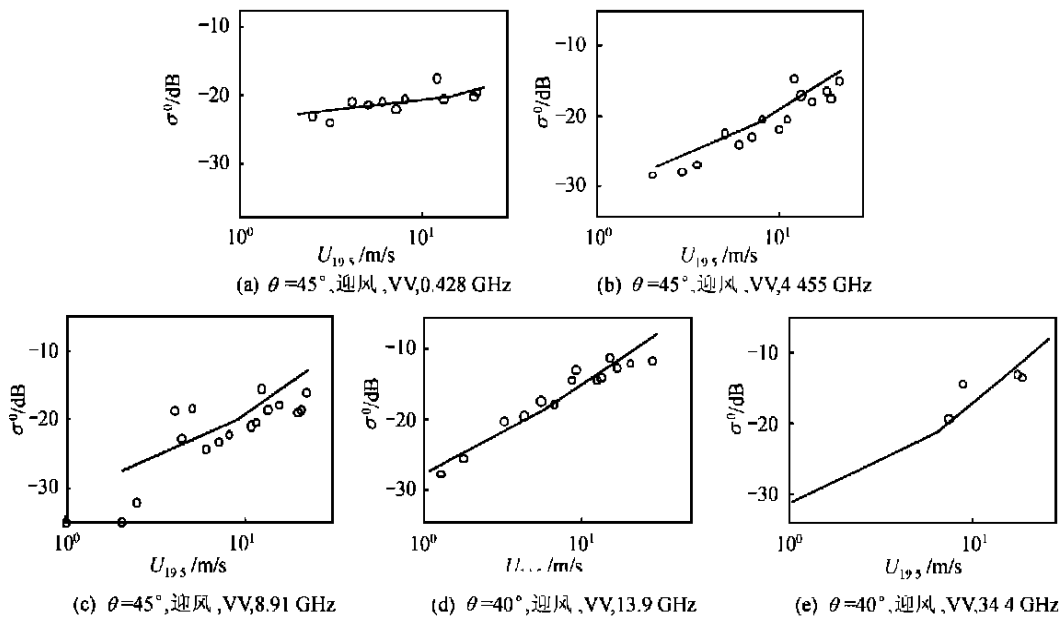


图 4 散射系数与风速关系

Fig. 4 NRCS vs wind speed

GHz 的范围 (常用微波散射计工作频段), 实测数据与计算结果之间误差也是可接受的, 可以说该散射模型为海面微波散射反演风场提供了一个非常有实际参考价值的思路。

参 考 文 献 (References)

- [1] Phillips O M. Spectral and Statistical Properties of the Equilibrium Range in Wind-Generated Gravity Waves [J]. *J. Fluid Mech.*, 1985, **156**: 505—531.
- [2] Plant W J. A Relationship Between Wind Stress and Wave Slope [J]. *J. Geophys. Res.*, 1982, **87**: 1961—1967.
- [3] Banner M L, Jones Ian S F, Trinder J C. Wave number Spectra of Short Gravity Waves [J]. *J. Fluid Mech.*, 1989, **198**: 324—344.
- [4] Jahne B, Riemer K S. Two-Dimensional Wave Number Spectra of Small-Scale Water Surface Waves [J]. *J. Geophys. Res.*, 1990, **95**: 11531—11546.
- [5] Durden S L, Vesecky J F. A Physical Radar Cross-Section Model for a Wind-Driven Sea with Swell [J]. *IEEE J. Oceanic Eng.*, 1985, **10**: 445—452.
- [6] Fung K F, Lee K K. A Semi-Empirical Sea-Spectrum Model for Scattering Coefficient Estimation [J]. *IEEE J. Oceanic Eng.*, 1982, **7**: 166—176.
- [7] Daley J C. Wind Dependence of Radar Sea Return [J]. *J. Geophys. Res.*, 1973, **78**: 7823—7833.
- [8] Schroeder L C, Jones W L, Schaffner P R, Mitchell J L. Flight Measurement and Analysis of AAFE RADSCAT Wind Speed Signature of the Ocean [R]. NASA TM 85646, 1984.
- [9] Masuko H, Okamoto K, Shimada M, Niwa S. Measurement of Microwave Backscattering Signatures of the Ocean Surface Using X Band and Ka Band Airborne Scatterometers [J]. *J. Geophys. Res.*, 1986, **91**: 13056—13083.

Microwave Backscatter over the Sea Surface and Spectrum of Short Wind-generated Waves

XU Feng¹, JIA Fu¹, MA Li-juan²

(1. Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China; 2. Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, China)

Abstract: The existing operational models limited by their pure empiricism are unable to be applied to microwave frequencies, and the physical model of wind velocity retrieval represented by two-scale model are limited by their over simplifications. This paper establishes a wind velocity retrieval model which combines the merits of both theoretical soundness of physical models and the practical applicability of operational models. This paper presents a method for short wind-generated wave spectrum based on analyses of existing microwave scattering data at widely varying frequencies. Such short wind-generated wave spectrum has been proved very effective in improving the retrieval level and generality of the retrieval models. A new practical wind velocity retrieval model is then formed by using such short wind-generated wave spectrum.

Comparisons among the computed results based on the present model and those based on other models as well as backscattering measurements are presented in this paper. It is shown that the present model can be successfully applied to a wide range of radar frequencies (0.428—34.4 GHz) and is able to predict the asymmetry of upwind and downwind directions. The agreement between the model predictions and the measurements is satisfactory.

Key words: the spectrum of short wind-generated waves; bragg scattering; normalized radar cross-section (NRCS); friction velocity; microwaves frequency