弱流场调制下的海面微波散射模拟研究

吕伟艳,赵朝方¹,杜 涛²

(1. 中国海洋大学 海洋遥感研究所,山东 青岛 266003;2. 中国海洋大学 海洋环境学院,山东 青岛 266003)

摘要:根据海面微波散射的多尺度模型以及波流相互作用理论,对一维弱流场调制下的海面微波散射截面进 行了数值模拟。结果表明,利用数值方法直接求解波作用量方程获得的海浪调制谱并结合多尺度模型可以 较好地模拟弱流场引起的雷达散射截面的变化。内波等海洋现象调制了海浪谱,使得雷达散射截面反映出 这些海洋特征,整个调制过程的模拟对于分析这些海洋现象并更好地利用其雷达数据具有重要意义。

关键词:微波散射模型;弱流场;波流相互作用;雷达散射截面
中图分类号:TP722.6 文献标识码: A 文章编号:1000 3096(2008) 07 0057-05

微波遥感在监测海洋方面具有全天候的特点, 虽然微波对海洋的穿透能力有限,不能直接对发生 在水体内部的海洋现象成像,但是对于像内波、上升 流、锋面、海洋溢油等海洋现象,可以通过调制海表 面的短尺度波,进而使微波雷达对其成像。研究这 些海洋现象的成像过程,对于雷达的设计、海洋监测 以及海洋现象本身的认识都具有重要意义。内波、 上升流、锋面等中尺度海洋现象导致的弱流场调制 了海浪谱,并最终调制海面微波雷达散射截面,这整 个过程的模拟有助于对这些中尺度现象的认识和雷 达数据的分析利用。目前已有的成像模型包括 M4S^[11]、RIM^[2]、WHIT^[3]和EOM^[4]等,但是由于无 法获取其源代码,而且所依据的散射模型也多是二 尺度模型,因此作者拟从多尺度模型以及求解作用 量方程出发对海面微波散射截面进行模拟研究。

海面的微波后向散射通常是基于组合表面和准 镜面理论^[5]。在小入射角时,海面雷达后向散射系 数主要是由准镜面散射产生的;中等入射角时,自由 传播的短尺度表面重力波与雷达波产生 Bragg 散 射。散射模型也从描述准镜面散射的物理光学模型 发展成了二尺度(组合表面)模型。随着散射模型的 发展,已有的散射模型不能描述海面微波散射,逐步 提出了三尺度或者多尺度模型^[4,6]。海面三尺度模 型中将海面的散射分成三部分,其中来自于小尺度 波的散射是经典的 Bragg 散射,对应于大尺度波的 散射是准镜面散射。随着风速的增加,中等尺度波 的调制变得越来越重要^[5]。随机多尺度模型能够较 好地体现中等尺度波的作用,小尺度的 Bragg 波受 到较长波的倾斜作用,最终调制雷达后向散射截面。

影响海面后向散射系数的因素,除了海面风场 外,还有表面涌浪以及海面流场,所有这些因素都会 影响海面 Bragg 波的分布从而影响雷达海面微波散 射。作者以模拟产生的内孤立波流场为例,通过对 描述波流相互作用的作用量方程数值求解,分析流 场对海面短尺度重力波波谱的调制,并将计算得到 的调制波谱代入随机多尺度模型,计算雷达散射截 面。作者首先介绍理论模型,然后求解波作用量方 程以及数值模拟散射截面和相关的讨论。

- 1 理论模型
- 1.1 雷达散射模型

随机多尺度模型用后向散射 Kirchhoff 积分方 程作为模型起点,在三种尺度下对海表面后向散射 系数可由方程(1)近似求解:

计算得到随机多尺度模型总的散射截面。其中, k₀ 为入射的微波波数, θ 为入射角, σ² 为表面均方斜率, ρ为表面相关系数, g₄ 为散射系数, q, p 分别表示电 磁波发射、接收水平和垂直极化方式。

$$g^{\text{HH}}(\theta) = \frac{(\epsilon - 1)\cos^2\theta}{[\cos\theta + (\epsilon - \sin^2\theta)^{1/2}]^2}$$
(2)
$$g_{\text{VV}}(\theta) = \frac{(\epsilon - 1)[(\epsilon_r(1 + \sin^2\theta) - \sin^2\theta)]\cos^2\theta}{[\epsilon\cos\theta + (\epsilon_r - \sin^2\theta)^{1/2}]^2}$$
(3)

由于没有考虑多次散射等因素,模型的有效范围在 0°~50入射角。求 ^d 需要知道三种尺度波的均方 高度和自相关函数以及大、中、小尺度波的斜率。波 谱的形式采用 D 谱或给出的 E 谱^{/5/}。

收稿日期: 2006-03-22; 修回日期: 2008-05-07

基金项目: 微波成像国家重点实验室项目(51442020303JW 1002) 作者简介: 吕伟艳(1979-), 女, 山东莱州人, 硕士研究生, 从事合成孔径 雷达遥感研究, 电话: 0532-82032915, E mail: lvwy@orsi.ouc.edu. cn

1.2 波流相互作用理论

当表面波列经过变化的表面流,流的切应力使海 浪发生折射,可以有效改变波的传播方向、波长和波的 能量⁽⁷⁾。由 Bretheron and Garrett 提出的沿着波群方 向波作用谱密度守恒理论⁽⁶⁾ 正是描述上述过程的。比 较成熟的波流相互作用的模型一般都是基于弱流体 动力相互作用理论,差别在于源函数的不同和方程的 解法不同⁽¹⁾。

在没有其他外部作用时,给定波群的作用谱密度 是守恒的,

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = 0 \tag{4}$$

N 是波群的作用谱密度, 但是, 当存在波能量的 源和汇的时候, 作用谱不严格守恒, (4)式的右边由净 源函数项代替。因此, 沿缓慢变化的表面流场传播的 波群的能量演化由下面的作用量平衡方程描述:

$$\frac{\mathrm{d}N}{\mathrm{d}t} = \left[\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t}\frac{\partial}{\partial x} + \frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}t}\frac{\partial}{\partial k}\right]N = Q(k, x, t) \tag{5}$$

x, *k* 是作用空间和波群波数。Q 是表征波浪组成波的能量增加和消耗过程的源函数, 可以有多种表达形式, 本文采用二次形式,

$$Q = \mu N \left(1 - \frac{N}{N_0} \right) \tag{6}$$

式中, ¹¹ 为松弛速率, 是摩擦风速, 固有角频率 (a) 和 波数的函数,

$$\mu = \frac{0.\ 043(\ u^* \ k\)^2}{\omega_0} \tag{7}$$

X, k 随时间的变化遵循两个射线方程:

w

$$\frac{\mathrm{d}x}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial w}{\partial k} = c_{\mathrm{g}}(k) + U(x) \tag{8}$$

$$\frac{\mathrm{d}k}{\mathrm{d}t} = \frac{\partial \omega}{\partial x} = -\left[\mathbf{k} \frac{\partial}{\partial x} \right] U \tag{9}$$

其中, $c_{g} = \partial \omega / \partial k$ 是指波群的群速度, ω 为移动介质 的表观频率:

$$w = w_0 + k U(x)$$
 (10)

有限深度近似时,

$$v = \sqrt{\frac{\tau}{\rho k^3}}$$
(11)

g 是重力加速度, T, ρ 分别是指海水的表面张力和密度。 作用谱 N、能量谱 E 和波高谱 ϕ 之间的关系:

$$N(k, x, t) = \frac{E(k, x, t)}{\omega_0(k)} = \Phi(k, x, t) \frac{\rho\omega_0(k)}{k} \quad (12)$$

作用谱的空间变化可以通过沿射线方程积分作用量 平衡谱(5)计算出,以平衡态时的 № 作为计算初值, 沿着时间积分,直到 ∂N/∂t= 0。风输入、非线性波-波相互作用和耗散的共同作用,总是会使受扰动的 海浪趋于平衡状态。

如果雷达天线在水平面内的投影为 x 轴,则散 射截面的变化和流场梯度之间有如下近似关系⁽⁸⁾:

$$\frac{\delta \sigma}{b_0} \doteq \frac{\delta N}{N_0} = \frac{\delta E}{E_0} = -(4+3) \, \tau_{\rm f} \, \frac{\partial U_x}{\partial x} \qquad (13)$$

Y是 Bragg 波的群速度和相速度之比(重力波时, ¥= 0.5), 下为弛豫时间。也就是说散射截面的变化和 流场的负梯度变化成正比。

2 数值求解波作用量方程及模拟雷达 散射截面

波作用量方程是一个变系数的偏微分方程,通常有两种方法求解这个方程,一种是在一定条件下将作用量方程近似后再求解^{9,10]},另一种是直接对作用量方程数值求解^[1]。本文采用第二种方法,数值 实现一维的波流相互作用,求解一维流场调制后的 海浪谱,代入到随机多尺度散射模型里面,求雷达后 向散射系数。

波数 k 取 0.01~ 3.64×10³ m⁻¹的范围,离散为 128 个网格点,时间步长 t 随着 k 的变化调整,空间 步长根据流场确定,初始值取平衡状态时的海浪谱。 实际上,一维的流场进行调制时,需要二维的数值计 算,包括 k方向和 x 方向。

以内波流场为例。假设海底地形如图 1 所示, y 轴向上为正, y= 0 为海平面, 假定海水分为上、下两 层, 上层深度保持 40 m 不变, 下层深度随距离逐渐 变浅, 从最初的 500 m 变化到 20 m。水深随距离的 变化(图 1) 可以与南海一些地方的地形相比拟。



Fig. 1 Depth in the direction of distance

以海洋中常见的正压潮波作为边界条件,模拟 得到的内波流场如图 2。当正压潮波向岸传播的过 程中,演变产生内孤立波。而且,由图 1 和图 2 可以 看出上、下层水深相等的时候,内孤立波的极性发生 了反转,从下凹型变成了上凸型。模拟得到的内波 流场的流速在厘米的数量级上,这与实际海洋中的 流速具有可比性。取其中一组内波 U 1 作为下面计 算的输入流场(图 3)。

58

研究论文 · ┃:mn → ARTICLE



图 2 正压潮为边界模拟的内波流场





将一维的流场 U1 输入到数值计算模型里面,海面 10 m 高处风速为 6 m/s 的情况下得到的调制后的海浪谱如图 4,这个结果和用 M4S 软件模拟得到流场调制后的海浪谱一致,可见本文的解法与其具有可比性。由于流场的存在产生了 Doppler 频移,从调制后的海浪谱的图上(视角合适时)可以看出在不同的流场位置,海浪谱有的向高频方向移动,有的向低频方向移动了,并且又由于流场变化强度的不同使得谱呈现出与流场变化负梯度相似的幅度变

化。具体说,在辐聚流场的区域,海浪谱向高频部分 偏移,而且海浪谱幅度变高,而在辐散区却恰恰相 反。这和理论预测一致,流场的调制作用使得辐聚 区的 Bragg 波增强,辐散区的减弱,使得海浪谱的短 波能量相应的增加和减小。



Fig.4 The wave spectrum modulated by current U1 将调制后的海浪谱(图 4)代入随机多尺度模型 求得其散射截面(图 5),其中各参数为,雷达频率 f = 5.3 GHz,海面 10 m 高处风速 6 m/s,雷达极化 方式 VV 极化,雷达波入射角 23°,方位角 0°(图中所 示入射角、方位角都是以°为单位)。所求得的雷达散 射截面(图 5a),是没有取对数的结果。接近于海表 面的内波流场在幅度和方向上的变化导致了海表面 的辐聚、辐散,变化的表面流和海表面波相互作用调 制了海表面粗糙度,从而使得在辐聚区、辐散区雷达 散射截面相应的增强和减弱。其对应的雷达回波信 号在相同的背景下也会呈现亮、暗相间的条纹。从 图 5b 可以看出,所得的散射截面的相对变化,和式 (13)相吻合。





研究论文·lim Article

图 6a 是在不同的入射角下, 散射截面随流场 U1 的变化。由于入射角在小于 20°时,认为散射以 镜面散射主导,这里只考虑以 Bragg 散射为主的散 射机制。可以看出,随着入射角的增大,散射截面急 剧减小,而且其调制的强度也可以看出明显的减小。 图 6b 是在不同的风速下, 散射截面随流场的变化。 可以看出,随着风速的增加,散射截面大小不断增 加。



散射截面在不同入射角(a)和不同风速下(b) 随流场 U1 的变化 图 6

在不同方位角(图 7a)时,散射截面随强度的变 化可以看出,当风向、内波传播方向以及雷达视向一 致的情况下,得到的雷达散射截面最强。由散射截 面在不同频率时的随流场的变化(图7b)可以看出, 在L(1.3GHz)、C(5.3GHz)、X(8.9GHz)三个频段,

Fig. 6 The normalized radar backscattering cross section along with U1 for different incidence angles(a) and wind speeds(b) X 波段的散射截面大干 L、C 波段的值, 但是三者差 别不是很大,散射截面的相对变化, X 波段的和 C 波 段的非常接近,稍大于 L 波段的。上述特征和改进 的组合模型[7]模拟得到的结果基本一致。



不同方位角(a)和不同频率(b)散射截面随流场的变化 图 7



图 8a 是一幅 ESR-2 在东沙岛附近的 SAR 图 像(1998-06-15,该资料来源于 http://www.ifm. uni hamburg. de/ ers-sar/Sdata/ oceanic/ intwaves/ sochina/164763177-3213ERS2.html)。图8a中所示 的海洋特征比较复杂,其形成机制难于完全解释,本 文仅取其中的一组地形特征与图 1 接近且向岸传播 的内波为研究对象(图 8a 白色方框内)。在内波传 播方向上做内波强度的相对变化平均值(图 8b), x轴正向为内波传播方向。这组内波散射截面的相对 变化和图 5b 模拟得到的散射截面的相对变化数量 级上是一致的,特征上比较相似。当然由于实际海 底比较复杂,很难得到像模拟出的那样平滑的结果。





Fig. 8 A SAR image (a) and its relative intensity variations (b)

由以上对比可以看出,模拟得到的雷达散射截 面能够较好地反映出海洋特征。由于表面流和波的 相互作用, Bragg 波在辐聚区增强,而在辐散区减弱, 因此,内波的雷达回波信号在相同的背景下会呈现 亮、暗相间的条纹,出现相应的峰、谷,与(13)式吻 合。

3 结语

本文主要是通过数值方法求解作用量方程,采 用微波散射随机多尺度模型对中尺度的海洋现象的 雷达散射系数进行数值模拟,实现了对海洋现象主 要特征的描述,与 M4S 模拟的结果可以比拟,对雷 达成像以及中尺度现象的探测具有一定的参考价 值。本文仅对一维流场的波流相互作用进行了数值 模拟,还不能正确描述二维海洋特征,需要进一步的 研究工作,以实现二维流场波流相互作用的数值模 拟和散射截面的求解。同时,为了使程序编写简化, 计算时所用到的波数 k 包括了从长波到短波足够大 的范围,实际上在不同的海况下,所用到的波数范围 可以相应的减少,这样可以减少程序运行时间。同 时,流场的变化也是不均匀的,在变化缓慢的地方可 以不必每个点都计算,比如可以隔点计算,这样可以 有效的节省运算时间。

参考文献:

 Romeiser R, Alpers W. An improved composite surface model for the radar backscattering cross section of the ocean surface. 2. Model response to surface roughness variations and the radar imaging of underwater bottom topography [J]. J Geophys Res, 1997, 102(C11): 25, 251-25, 267.

- [2] Kudryavtsev V, Hauser D, Caudal G, et al. A semi empirical model of the normalized radar cross section of the sea surface. Part 1: The background model, Part 2: Radar modulation transfer function [J]. J Geophys Res, 2003, 108(C3): 8 027 8 075.
- [3] Vogelzang J. The mapping of bottom topography with imaging radar: A comparison of the hydrodynamic modulation in some existing models [J]. Int J Rem Sens, 1989, 10(9): 1 503-1 518.
- [4] Lyzenga D R, Bennett J. Full spectrum modeling of synthetic aperture radar internal wave signatures [J]. J Geophys Res, 1988, 93(C10): 12 345 12 354.
- [5] Plant W J. A stochastic, multiscale model of microwave backscatter from the ocean [J]. J Geophys Res, 2002, 107(C9): 3 120-3 140.
- [6] Romeiser R, Schmidt A, Alpers W. A three scale composite surface model for the ocean wave radar modular tion transfer function [J]. J Geophys Res, 1994, 99 (C5): 9 785 9 801.
- [7] Liu A K, Peng C Y, Schumacher J D. Wave current interaction study in the Gulf of Alaska for detection of eddies by synthetic aperture radar [J]. J Geophys Res, 1994, 99(C5): 10 075 10 085.
- [8] Alpers W. Theory of radar imaging of internal waves[J]. Nature, 1985, 314(3): 245-247
- [9] Lyzenga D R. Interaction of short surface and electromagnetic wave with ocean fronts [J]. J Geophys Res, 1991, 96(C6): 10 765-10 772.
- Johannessen J A, Shuchman R A, Digranes G, et al. Coastal ocean fronts and eddies imaged with ERS 1 synthetic aperture radar [J]. J Geophys Res, 1996, 101 (C3): 6 651 6 667.

(上接第 61 页)

Research on the simulation of microwave backscattering at the sea surface modulated by one-dimension weak currents

LÜ Wei-yan¹, ZHAO Chao-fang¹, DU Tao²

(1. Ocean Remote Sensing Institute, Ocean University of China, Qingdao 266003, China; 2. College of Ocean Environment, Ocean University of China, Qingdao 266003, China)

Received: Mar., 22, 2006

Key words: microwave backscatter model; weak currents; wave current interaction; radar cross section

Abstract: The wave spectrum is modulated by the oceanic phenomena of internal waves, etc. It is valuable to simulate the courses of modulating and imaging for analyzing the oceanic phenomena and making better use of their radar data. Based on the stochastic, multi-scale model of microwave backscatter from the ocean and the theory of wave current interaction, the radar cross section modulated by one dimension weak currents has been modeled. Based on the conditions of the ocean environment and the radar parameters, the radar cross section was simulated using the input of the one dimension current. The study indicates that the input modulated wave spectrum from integrating wave action balanced equation directly can describe the variance of radar cross section induced by weak currents.

(本文编辑:刘珊珊)