

海浪微波散射理论模式*

何宜军

(中国科学院海洋研究所 青岛 266071)

摘要 在假设海面白帽为球形气泡层的基础上,利用白帽海面的矢量辐射传输方程和随机粗糙面散射模型建立了海面的微波散射模型。辐射传输方程利用迭代法求解,随机粗糙面散射模型采用双尺度散射模型,利用白帽覆盖率的经验公式计算海面的微波散射特性。数值计算结果表明,随着气泡厚度的增加球形气泡散射系数越来越接近球形粒子散射系数;白帽对散射截面的贡献随风速增大而增大;侧风情况比逆风和顺风情况影响均大;水平极化比垂直极化影响大。本模式结果比单一面散射模式结果更加接近实验结果。

关键词 海浪 微波散射 随机粗糙面散射 辐射传输方程

学科分类号 P731.22

在海面电磁散射特性计算方面迄今仍然没有一个较为完善的理论模式。目前,应用最为广泛的是双尺度散射模式(Fung *et al*, 1982; Plant, 1986)。另外还有适用于大尺度起伏的Kirchhoff近似(Bass *et al*, 1979);适用于小尺度起伏的微扰近似(Ulaby *et al*, 1982);积分方程模式(Chen *et al*, 1992)等。这些方法是随机面散射模型。实际海面,特别是大风情况,海面不单是随机面,而是由随机表面和由于海面波浪破碎形成白帽覆盖组成。迄今为止,同时考虑粗糙海面散射和白帽粒子散射模式不多,且没有完善的模式。在海面被动遥感理论中,Droppleman(1970)曾用平坦海面上一层具有泡沫层平均介电常数的均匀介质模型,Rosencranz等(1972)用平行分层的多层薄膜的模型。匡葵¹⁾利用格林函数方法研究了海面散射特性。金亚秋等(1993; 1994)提出在双尺度随机粗糙面上有一层球形散射粒子的模型。事实上,海面并非随机粗糙面上有一层球形散射粒子的情形,而是海面上部分覆盖一层散射粒子,这些粒子包括水滴和气泡。本文在前人研究的基础上,提出一种部分覆盖一层球形气泡的模型。该模式与前人的研究模式不同之处是将海面假设为部分覆盖气泡的海面,这更与实际接近。目的是使理论更加接近实际,为进一步的完善海面雷达散射特性打下理论基础。

1 球形气泡微波散射特性

采用类似球形粒子米(Mie)散射理论精确求得球形气泡电磁波散射(Kerker, 1969)。

* 国家高技术青年基金资助项目,818-Q-06号;中国博士后基金项目。何宜军,男,出生于1964年1月,博士,研究员, E-mail: heyj@ms.qdio.ac.cn

1) 匡葵, 1989. 海面电磁散射的研究. 航天工业部第二研究院硕士研究生毕业论文

收稿日期: 1998-06-11, 收修改稿日期: 1998-09-21

散射截面为:

$$\sigma_s = \frac{2\pi}{k^2} \sum_{l=1}^{\infty} (2l+1) (|a_l|^2 + |b_l|^2) \tag{1}$$

式中, σ_s 为球形气泡的散射截面; k 为电磁波波数, a_l, b_l 为米系数。总截面 σ_t 为

$$\sigma_t = -\frac{2\pi}{k} \sum_{l=1}^{\infty} (\text{Re}(a_l + b_l)) \tag{2}$$

式中, Re 表示取实部: (1)、(2) 式中 a_l, b_l 由下式给出。

$$a_l = \frac{(\hat{n}\psi'_l(k^l R_2)\psi_l(k^l R_2) - \psi_l(k^l R_2)\psi'_l(k^l R_2))C_1 + (\hat{n}\psi'_l(k^l R_2)\chi_l(k^l R_2) - \psi_l(k^l R_2)\chi'_l(k^l R_2))C_2}{(\xi_l^{(1)'}(k^l R_2)\psi'_l(k^l R_2) - \hat{n}\xi_l^{(1)'}(k^l R_2)\psi_l(k^l R_2))C_1 + (\xi_l^{(1)'}(k^l R_2)\chi'_l(k^l R_2) - \hat{n}\xi_l^{(1)'}(k^l R_2)\chi_l(k^l R_2))C_2}$$

$$b_l = \frac{(\psi'_l(k^l R_2)\psi_l(k^l R_2) - \hat{n}\psi_l(k^l R_2)\psi'_l(k^l R_2))C_3 + (\psi'_l(k^l R_2)\chi_l(k^l R_2) - \hat{n}\psi_l(k^l R_2)\chi'_l(k^l R_2))C_4}{(\hat{n}\xi_l^{(1)'}(k^l R_2)\psi'_l(k^l R_2) - \xi_l^{(1)'}(k^l R_2)\psi_l(k^l R_2))C_3 + (\hat{n}\xi_l^{(1)'}(k^l R_2)\chi'_l(k^l R_2) - \xi_l^{(1)'}(k^l R_2)\chi_l(k^l R_2))C_4}$$

$$C_1 = \frac{\hat{n}/\hat{n}_1 \psi'_l(k^l R_1)\chi_l(k^l R_1) - \psi_l(k^l R_1)\chi'_l(k^l R_1)}{\psi'_l(k^l R_1)\chi_l(k^l R_1) - \psi_l(k^l R_1)\chi'_l(k^l R_1)}; C_2 = \frac{\psi'_l(k^l R_1)\psi_l(k^l R_1) - \hat{n}/\hat{n}_1 \psi'_l(k^l R_1)\psi_l(k^l R_1)}{\psi'_l(k^l R_1)\chi_l(k^l R_1) - \psi_l(k^l R_1)\chi'_l(k^l R_1)}$$

$$C_3 = \frac{\psi'_l(k^l R_1)\chi_l(k^l R_1) - \hat{n}/\hat{n}_1 \psi_l(k^l R_1)\chi'_l(k^l R_1)}{\psi'_l(k^l R_1)\chi_l(k^l R_1) - \psi_l(k^l R_1)\chi'_l(k^l R_1)}; C_4 = \frac{\hat{n}/\hat{n}_1 \psi'_l(k^l R_1)\psi_l(k^l R_1) - \psi'_l(k^l R_1)\psi_l(k^l R_1)}{\psi'_l(k^l R_1)\chi_l(k^l R_1) - \psi_l(k^l R_1)\chi'_l(k^l R_1)}$$

$$\psi_l(x) = \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{\frac{1}{2}} J_{l+\frac{1}{2}}(x); \chi_l(x) = -\left(\frac{\pi x}{2}\right)^{\frac{1}{2}} N_{l+\frac{1}{2}}(x); \xi_l^{(1)}(x) = \left(\frac{\pi x}{2}\right)^{\frac{1}{2}} H_{l+\frac{1}{2}}^{(1)}(x)$$

其中 \hat{n}, \hat{n}_1 分别为介质 II 区和 III 区的介电常数(图 1 所示); $J_{l+\frac{1}{2}}(x), N_{l+\frac{1}{2}}(x), H_{l+\frac{1}{2}}^{(1)}(x)$ 分别为第

一类、第二类贝塞耳函数、第一类汉克尔函数; R_1, R_2, k^l, k^l, k^l 分别如图 1 所示。

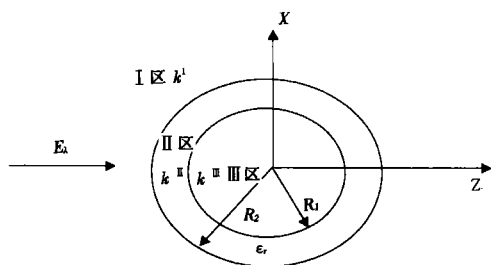


图 1 球形气泡散射结构图

Fig.1 Geometry for the computation of the scattering of globose air bubble

x, z 为参考坐标系; R_1, R_2 分别为空气泡的内外半径; E_0 为入射波电场; ϵ_r 为气泡介质层的相对介电常数; k^l, k^l, k^l 分别为三层介质的波数

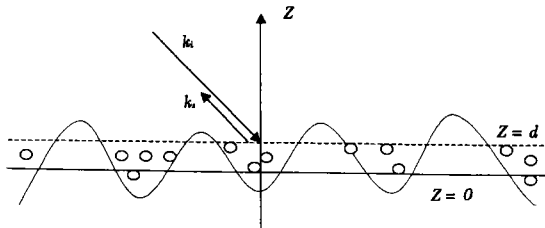


图 2 散射模式几何结构图

Fig.2 Geometry of the scattering model

z 为垂直海面的坐标轴; d 为汽泡厚度; k_i 为入射波数; k_s 为散射波数

2 海面微波散射模式

图 2 模型与金亚秋等(1994)模型类同。该模型为随机海面上部分覆盖球形气泡的电磁散射模型。利用矢量辐射传输方理论, 则具有球形粒子层的海面电磁矢量辐射传输方程为:

$$\cos \theta \frac{dI(\theta, \phi, z)}{dz} = -k_e I(\theta, \phi, z) + F \quad (3)$$

式中, k_e 为消光系数; I 为辐射强度; θ, ϕ 分别为入射角和方位角;

$$F = \int_0^\pi d\theta' \sin\theta' \int_0^{2\pi} d\phi' \bar{P}(\theta, \phi, \theta', \phi') \cdot I(\theta', \phi', z), \bar{P} \text{ 为体散射相位矩阵.}$$

上边界 $z = d$ 边界条件为:

$$I(\pi - \theta, \phi, d) = I_{0i} \delta(\cos\theta - \cos\theta') \delta(\phi - \phi') \quad (4)$$

式中, I_{0i} 为入射辐射强度; δ 为狄拉克函数.

下边界 $z = 0$ 为粗糙界面, 其边界条件为:

$$I(\theta, \phi, 0) = \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin\theta' \int_0^{2\pi} d\phi' \bar{R}(\theta, \phi; \theta', \phi') \cdot I(\pi - \theta', \phi', 0.) \quad (5)$$

\bar{R} 是面散射相矩阵, 它的元素 R_{pq} 可表示为:

$$R_{pq}(\theta, \phi, \theta', \phi') = \frac{1}{4\pi} \sigma_{pq}(\theta, \phi, \theta', \phi') \frac{\cos\theta'}{\cos\theta} \quad (6)$$

其中, 双站雷达散射系数 σ_{pq} 定义为:

$$\sigma_{pq}(\theta, \phi, \theta', \phi') = \frac{4\pi \cos\theta I_{sp}(\theta, \phi)}{\cos\theta_i I_{iq}(\theta_i, \phi_i)} \quad (7)$$

下标 p, q 分别为入射和散射极化.

面散射系数采用双尺度随机粗糙面散射理论计算 (Fung *et al*, 1982). 对方程 (3) 和边界条件 (4) (5), 用迭代法求解. 经过一系列运算后, 推得零阶和一阶解为

$$\sigma_{pp}^{(0)}(\theta_i) = \sigma_{pp}^0(\theta_i) e^{-2k_e d \sec\theta_i} \quad (8)$$

(8) 式右边 $\sigma_{pp}^0(\theta_i)$ 是随机粗糙面后向散射系数, 下标 p, p 分别为入射和散射极化.

$$\sigma_{pp}^{(1)}(\theta_i) = \frac{2\pi}{k_e} \cos\theta_i P_{pp}(\theta_i, \pi + \phi_i, \pi - \theta_i, \phi_i) (1 - e^{-2k_e d \sec\theta_i}) + \frac{4\pi}{k_e} \cos\theta_i e^{-2k_e d \sec\theta_i}$$

$$\int_0^{\pi/2} d\theta' \sin\theta' \int_0^{2\pi} d\phi' \times \sum_{q=v,h} P_{pq}(\theta_i, \pi + \phi_i, \theta', \phi') R_{qp}(\theta', \phi', \pi - \theta_i, \phi_i) \frac{\sec\theta_i}{(\sec\theta' - \sec\theta_i)}$$

$$(1 - e^{-k_e d(\sec\theta' - \sec\theta_i)}) + \frac{4\pi}{k_e} \cos\theta_i e^{-2k_e d \sec\theta_i} \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin\theta' \int_0^{2\pi} d\phi'$$

$$\times \sum_{q=v,h} R_{pq}(\theta_i, \pi + \phi_i, \pi - \theta', \phi') P_{qp}(\pi - \theta', \phi', \pi - \theta_i, \phi_i) \frac{\sec\theta'}{(\sec\theta' - \sec\theta_i)}$$

$$\times (1 - e^{-k_e d(\sec\theta' - \sec\theta_i)}) + \frac{4\pi}{k_e} \cos\theta_i e^{-2k_e d \sec\theta_i} \int_0^{\pi/2} d\theta' \sin\theta' \int_0^{2\pi} d\phi' \quad (9)$$

$$\times \sum_{q=v,h} R_{pq}(\theta_i, \pi + \phi_i, \theta', \phi') \int_0^{\pi/2} d\theta'' \sin\theta'' \int_0^{2\pi} d\phi''$$

$$\times \sum_{i=v,h} P_{qi}(\pi - \theta', \phi'_i, \theta'', \phi'') R_{pi}(\theta'', \phi'', \pi - \theta_i, \phi_i) \frac{\sec\theta'}{(\sec\theta' + \sec\theta'')} (1 - e^{-k_e d(\sec\theta' + \sec\theta'')})$$

由于白帽是由海浪破碎产生的, 实际海面并非是完全覆盖着白帽。国内外一些学者从理论上对白帽覆盖率进行了计算(宋金宝等, 1997; 袁业立等, 1988; Huang *et al*, 1986), 本文研究仍采用白帽覆盖率与风速的经验公式(Huang *et al*, 1986):

$$W = 2.95 \times 10^{-6} U^{3.52} \quad (10)$$

其中 W 为白帽覆盖率, U 为海面 10m 风速。最终, 海面雷达后向散射截面将由下式给出,

$$\sigma_{pp} = \sigma_{pp}^0 (1 - W) + W(\sigma_{pp}^{(0)} + \sigma_{pp}^{(1)}) \quad (11)$$

3 数值模拟及结果讨论

在计算随机海面后向散射截面中, 本研究采用如下海浪方向谱(Fung *et al*, 1982; Ulaby *et al*, 1982)

$$W(K, \phi) = \frac{1}{2\pi} (1 + r \cos 2\phi) W(K) \quad (12)$$

式中, $W(K) = 0.875 (2\pi)^{p-1} \frac{\left(1 + 3 \frac{K^2}{K_m^2}\right) g^{\frac{(1-p)}{2}}}{K \left[K \left(1 + \frac{K^2}{K_m^2}\right)\right]^{\frac{(1+p)}{2}}}$; $K_m^2 = (3.63)^2 (\text{cm}^{-2})$; $r = 2 \frac{\sigma_u^2 - \sigma_c^2}{\sigma_u^2 + \sigma_c^2}$;

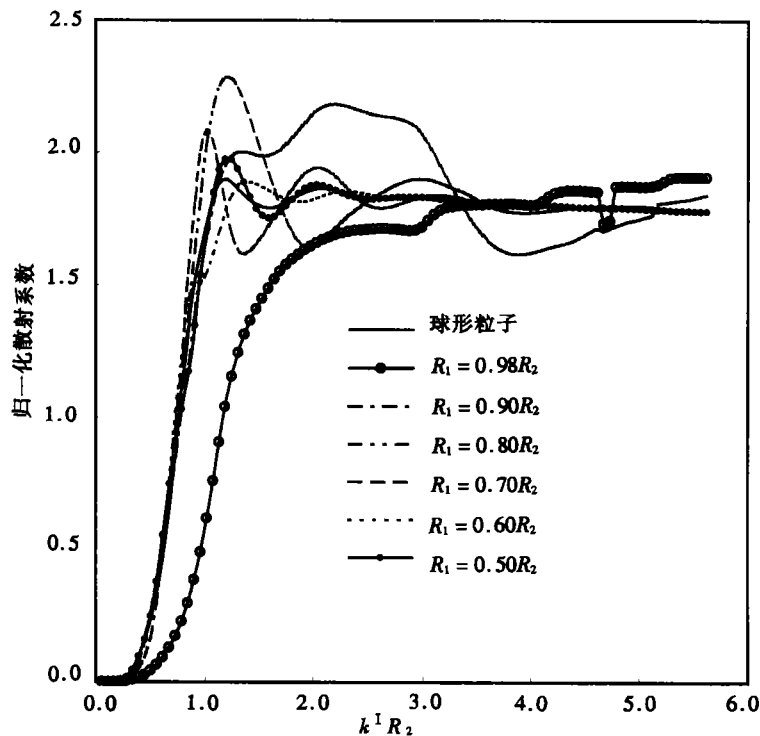


图3 球形空气泡电磁散射特性与球形水粒子电磁散射特性的比较

Fig.3 Comparisons of electromagnetic scattering characteristics between globose air bubbles and globoses water drip
(k^1 , R_1 , R_2 同图1)

σ_u^2, σ_c^2 分别为逆风方向上平均坡度的平方和侧风方向上平均坡度的平方,它们可表示为(Fung *et al*, 1982): $\sigma_u^2 = 3.16 \times 10^{-3}U$; $\sigma_c^2 = 0.003 + 1.92 \times 10^{-3}U$. U (m/s)为海面上高度 12.5m 处的风速。

从图 3 可看出,当气泡厚度小于外球半径的十分之一时,气泡归一化散射系数与球形粒子归一化散射系数相差悬殊。随着厚度的增加散射系数越来越接近球形粒子散射系数。这说明气泡层与粒子层的散射将有很大的不同。图 4 为 14.5m/s 风速情况下,垂直(VV)极化,雷达后向散射截面在不同入射角情况下随风向的变化曲线。从图 4 可以看出本文结果更接近实验数据(Masuko, *et al*, 1986),在散射角较小本模式与双尺度面散射模式差别较大。图 5 是 X 波段逆风,风速为 9.3m/s,雷达后向散射截面随入射角的变化曲线,以及 VV 极化和水平(HH)极化分别与实验数据(Masuko, *et al*, 1986)的比较。在 VV

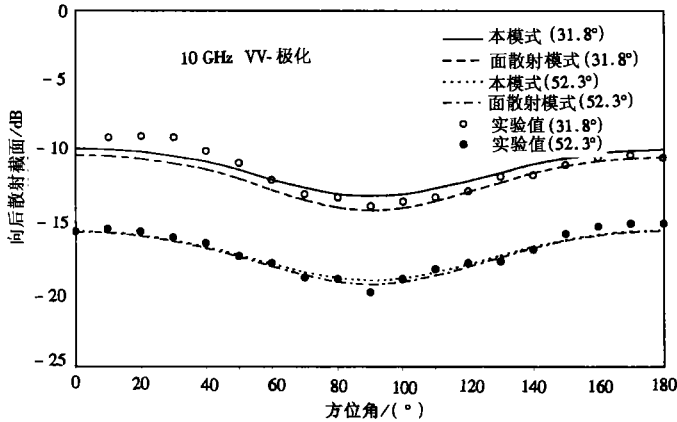


图 4 雷达后向散射截面与风向变化曲线及与实验数据的比较

Fig.4 The dependences of the radar backscattering cross-section (RCS) on wind directions and the comparisons between predicted and measured RCS values.

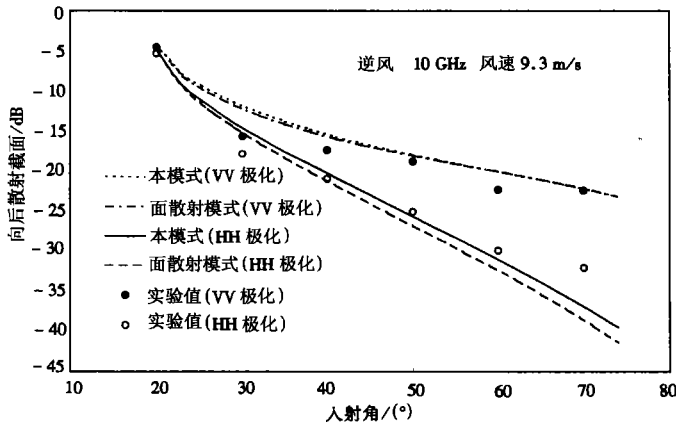


图 5 雷达后向散射截面与入射角的变化曲线

Fig.5 The dependences of the radar backscattering cross-section (RCS) on the incident angle.

极化下,本模式结果与双尺度面散射模式结果差别不大,对于 HH 极化,本模式结果比双尺度面散射模式结果更接近实验值。

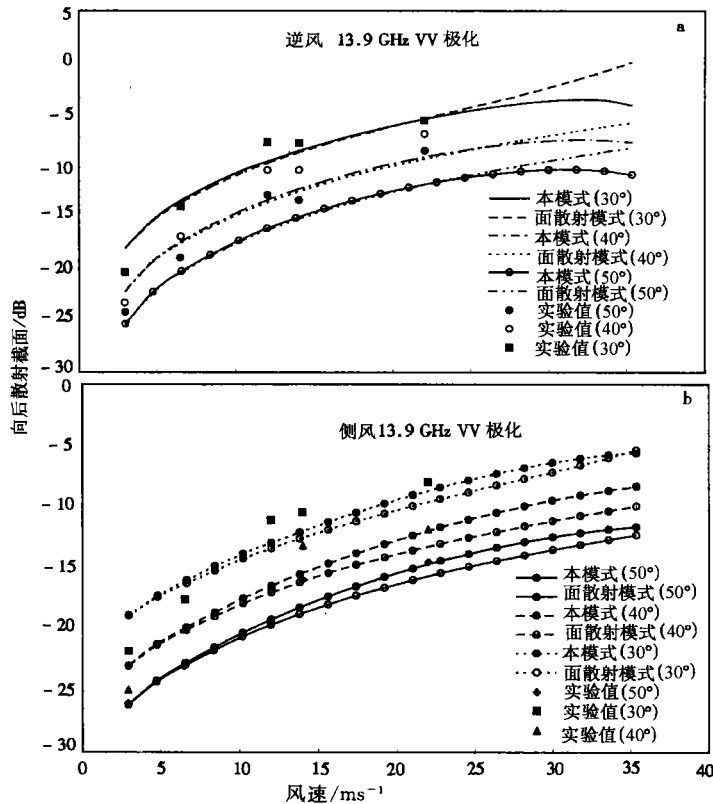


图 6 逆风向(a)和侧风向(b)情况下海面雷达后向散射截面与风速的变化关系

Fig.6 Wind speed dependences of the radar backscattering cross-section for VV polarization as a parameter of the incident angle for (a) opposite winds and (b) lateral winds

图 6 给出了理论计算与实验数据 (Jones *et al*, 1977; 金亚秋等, 1994) 的比较。从图 6 可看出,本模式结果与双尺度模式结果在整体上差别不大,都随风速增加而差别增大。侧风情况白帽对散射截面的影响比逆风情况显著,这是因为侧风时总是有白帽的影响,而逆风时由于存在遮挡影响。另外,在风速大于 30m/s 时,白帽影响尤为突出,这可能与本研究应用白帽经验公式有关。

4 结果与讨论

本文得到了球形气泡的电磁波散射特性,建立了具有白帽覆盖海面的微波散射理论模型。经过对辐射传输方程迭代求解,并在海面雷达后向散射截面与风速、风向、极化和入射角等方面对本模式、面散射模式和实验数据进行了比较,获得如下初步结果。

4.1 对同样半径大小的球形粒子和空气泡,其散射特性相差甚远,特别是 Mie 散射区。随着厚度的增加球形气泡散射系数越来越接近球形粒子散射系数。

4.2 白帽对散射截面的贡献随风速增大而增大。

4.3 侧风情况比逆风和顺风情况影响均大。

4.4 水平极化比垂直极化影响大。本模式结果比单一面散射模式结果更加接近实验结果。

参 考 文 献

- 金亚秋, 1993. 电磁散射和热辐射的遥感理论. 北京: 科学出版社, 1—277
- 金亚秋, 黄兴忠, 殷杰羿, 1994. 具有泡沫白帽的粗糙海面的后向散射. 海洋学报, 16(4): 63—72
- 宋金宝, 吴克俭, 徐德伦等, 1997. 非线性海浪波面斜率的概率分布和白浪覆盖率的计算. 海洋学报, 19(6): 21—26
- 袁业立, 华 锋, 潘增弟, 1988. 破碎波统计及其在上层大洋动力学中的应用. 中国科学, B 辑, 10: 1 084—1 091
- Bass F G, Fucks I M, 1979. Wave scattering from statistically rough surface. NY: Pergamon, 1—237
- Chen K S, Fung A K, Weissman D E, 1992. A backscattering model for ocean surface. IEEE Trans Geos and Remote Sens, 30(4): 811—817
- Dropleman J D, 1970. Apparent microwave emissivity of sea foam. J Geophys Res, 75(1): 696—698
- Fung A K, Lee K K, 1982. A Semi-empirical Sea-spectrum model for scattering coefficient estimation. IEEE J Oceanic Eng, 7(4): 166—176
- Huang N E, Bliven L F, Long S R *et al*, 1986. An analytical model for oceanic whitecap coverage. J Phys Ocean, 16: 1 597—1 604
- Jones W L, Schroeder L C, Mitchell J L, 1977. Aircraft measurements of the microwave scattering signatures of the ocean. IEEE Trans Ant Prop, AP-25(1): 52—61
- Kerker M, 1969. The scattering of light. New York: Academic Press, Ch. 3: 143—167
- Masuko H, Okamoto K, Shimada M *et al*, 1986. Measurement of Microwave Backscattering Signatures of the Ocean Surface Using X band and Ka Band Airborne Scatterometers. J Geophys Res, 91: 13 065—13 083
- Plant W J, 1986. A two-scale model for short wind-generated waves and scatterometry. J Geophys Res, 91(C9): 10 735—10 749
- Rosencranz P W, Staelin D H, 1972. The microwave emissivity of ocean foam and its effect on nadiral radiometric measurements. J Geophys Res, 77: 6 528—6 538
- Ulaby F T, Moore R K, Fung A K, 1982. Microwave remote sensing: Radar remote sensing and surface scattering and emission theory. Addison-Wesley Pub Co, 2: 755—1 064

AN OCEAN WAVE MICROWAVE BACKSCATTERING MODEL

HE Yi-jun

(Institute of Oceanology, The Chinese Academy of Sciences, Qingdao, 266071)

Abstract Assuming that the oceanic whitecap are composed of the globose air bubbles, an ocean wave microwave backscattering model is formulated using the vector radiative transfer equation of the ocean wave with whitecaps and the backscattering model of the random rough surface. The microwave backscattering cross-section from a random rough sea surface is calculated using an empirical formula of oceanic whitecap coverage, the iterative solution of the radiative transfer equation and the two-scale backscattering model of the random rough sea surface. The numerical results show that the backscattering cross-section from the globose air bubble becomes close to that from globose water particle with an increase in the globose air bubble thickness. The effect of the oceanic whitecap on the radar backscattering cross-section increases with increase in the wind speed, and it is larger in the cross-wind direction than in upwind and downwind directions. It is also larger for the HH polarization than for VV polarization. The results obtained from the present method are better than those from a sea surface scattering model, compared with experimental results.

Key words Ocean wave Microwave scattering Random rough surface scattering Radiative transfer equation

Subject classification number P731.22