

含卷浪 Pierson-Moscowitz 谱海面电磁散射研究*

李文龙 郭立新† 孟肖 刘伟

(西安电子科技大学物理与光电工程学院, 西安 710071)

(2014年2月18日收到; 2014年3月28日收到修改稿)

海尖峰的存在会导致雷达虚警概率的上升和多目标环境中检测性能下降, 因此研究海尖峰现象意义重大. 海尖峰现象的一个重要特点是海面的水平极化散射强度接近甚至大于垂直极化散射强度, 卷浪被认为是产生海尖峰的一个原因. 首先建立了卷浪和 Pierson-Moscowitz 谱海面的共同模型, 利用矩量法研究了卷浪模型的水平和垂直后向电磁散射特征, 包括入射频率、入射角、风速和风向对电磁散射特征的影响. 发现在小擦地角情况和较大风速下超级现象(水平散射强度大于垂直极化散射强度)比较明显, 从而推论出在小擦地角入射下产生海尖峰现象的概率较大. 同时对时变卷浪在小擦地角入射时的海杂波幅值分布特性和多普勒谱进行了分析.

关键词: 海尖峰, 卷浪, 电磁散射, 小擦地角

PACS: 41.20.-q, 42.25.Bs, 42.25.Dd

DOI: 10.7498/aps.63.164102

1 引言

随着雷达在科技和军事等领域的广泛应用, 对海面雷达杂波信号, 即海面电磁散射的研究越来越受到人们的重视. 研究海面电磁散射的目的主要有两个: 一是为了从海面散射回波中获得海面的一些有用信息, 例如浪高、风速、浪涌方向等; 二是为了从回波中压制杂波信号, 提取目标信息, 用于目标的检测. 但是, 海尖峰的存在会导致雷达虚警概率的上升和多目标环境中检测性能下降.

卷浪(overturning wave crest)电磁散射是海面电磁散射中的一个难点, 是掠入射角(LGA)或小擦地角下海面后向散射的主体部分, 特别是强海尖峰现象产生的原因. 由于海浪的非线性成长, 在卷浪区域会出现波浪破碎. 与 Bragg 散射不同, 卷浪区域产生的散射回波并不与海浪确定的频域分量有关, 而是在相当大的海谱范围内都会产生回波信号. Jessup 等^[1]于 1988 年在 Chesapeake Bay 进行 Ku 波段实测时, 发现碎浪对海面电磁散射会造成

以下影响: 一是散射系数时间序列中出现海尖峰现象; 二是在某些海尖峰处 HH 极化散射强度接近甚至超过 VV 极化散射强度, 以至于出现后向散射系数与极化无关现象(polarization Independent); 三是出现海面回波多普勒频移远大于 Bragg 频移的现象; 四是海面回波多普勒谱谱宽明显随频移增大. Jessup 等从实测数据中发现海尖峰与多普勒峰值同时出现. 此外, 多位学者在不同环境下的外场实测中也都证明 LGA 下海面回波分析中出现的超级现象(HH 极化散射强度大于 VV 极化散射强度)与海面表面的波浪破碎现象具有密切联系^[2-4]. 海尖峰的显著特点是水平极化(HH)信号超过垂直极化(VV)信号 10 dB 或者更多^[5,6].

在已有的卷浪模拟散射中, Holliday 等^[7]研究了两个时间序列下 Longtank 数字模拟卷浪在电磁波入射角为 85°, 60°, 40° 时的 HH 极化和 VV 极化的后向散射, 发现在 10 GHz 电磁波入射时会产生较强海尖峰, 在 85° 入射时, 这两个时间序列的模拟卷浪在 HH 极化和 VV 极化下都出现了海尖峰, 在 100 ms 的时间间隔内散射强度增大 10 dB 或者

* 国家杰出青年科学基金(批准号: 61225002)和航空科学基金与航空电子系统射频综合仿真航空科技重点实验室联合项目(批准号: 20132081015)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: lxguo@mail.xidian.edu.cn

更多; Wetzel^[8,9] 提出浪峰的斜坡部分是产生海尖峰的最主要的散射体, 并研究了碎波对雷达回波的影响. 海尖峰在 LGA 海面后向电磁中的显著特点是水平极化强度超过垂直极化强度, 并且实验验证海尖峰的产生和卷浪有关. Trizna^[10] 介绍了一种包括浪峰直接后向散射和前波面与浪峰多次散射的模型, 其多径效应造成的 HH 极化强度与 VV 极化强度的差异导致海尖峰的产生. 本文基于计算机图形学虚拟现实场景中的海浪^[11], 利用矩量法 (MOM) 研究了其后向电磁散射特征. 发现 LGA 情

况下 HH 极化强度要比 VV 极化强度大 10 dB 以上, 说明在 LGA 下产生海尖峰的概率较高.

2 改进卷浪模型

2.1 浪高、卷浪长度与风速的关系

在实际海况中海浪高度和海浪长度与风速有一定的关系. 表 1 列出了蒲福氏风级^[12] 划分情况下的海况.

表 1 蒲福氏风级划分

蒲福氏风级	风速 $u/\text{km}\cdot\text{h}^{-1}$	浪高 H/m	蒲福氏风级	风速 $u/\text{km}\cdot\text{h}^{-1}$	浪高 H/m
0	0—2	0	6	41—51	3.0
1	2—6	0.1	7	52—62	4.0
2	7—12	0.2	8	63—75	5.5
3	13—19	0.6	9	76—87	7.0
4	20—30	1.0	10	88—103	9.0
5	31—40	2.0	11	104—117	11.5

表 1 不仅包含了风速与风级的关系, 同时包含了浪高与风速之间的关系, 通过高斯函数拟合^[13] 可以得到浪高与风速间的近似关系为

$$H = 17.03 \exp\left(-\frac{\alpha^2}{18.3269}\right) + 2.361 \exp\left(-\frac{\beta^2}{8.8646}\right), \quad (1)$$

其中, $\alpha = u^{2/3} - 12.6549$, $\beta = u^{2/3} - 6.4463$, u 为风速.

海浪是发生在海洋中的一种波动现象. 我们这里指的海浪是由风产生的波动, 其周期为 0.5—25 s, 波长 L 为几十厘米到几百米, 但是海浪的波长通常很难从实际海洋中直接测量获得.

海浪的波陡^[14] 是船舶航行以及海上平台等港口设计所关注的海况的重要特征量. 其统计性质是海况严厉程度的表征之一, 对海洋研究的许多领域, 特别是对海洋遥感监测和海洋工程都有重要的理论和直接应用意义. 它表征了波动的平均斜率. 在研究海洋中非线性波时, 常引波陡为一小参量, 以摄动法^[15] 求解海洋表面波动. 在波浪研究中, 波陡 S 被定义为波高 H 与波长 L 之比, 即

$$S = \frac{H}{L}. \quad (2)$$

在有限振幅波理论中, S 具有极限波陡值, 为

0.1429, 当波陡大于此值时, 波面发生破碎. 由 (1) 和 (2) 式得到卷浪长度与风速的关系为

$$L = 17.03 \exp\left(-\frac{\alpha^2}{18.3269}\right) / S + 2.361 \exp\left(-\frac{\beta^2}{8.8646}\right) / S. \quad (3)$$

2.2 改进卷浪模型的建立

随着时间的增加, 卷浪的形态发生改变, 因此在对卷浪模型进行设计时, 必须加入时间参数以便控制海浪的形态. 文献^[11] 中的卷浪建模没有考虑风速的影响, 本文在文献^[11] 的基础上加入了风速对卷浪模型的影响, 并对时间因子进行了修改, 使得卷浪中期和后期的时间连续.

$$\begin{cases} x = L((0.5 - s_1) \cos(\phi) - r \sin(\phi) + 0.5), \\ z = Hz'/z_{\max} = H[(0.5 - s_1) \sin(\phi) + r \cos(\phi)]k_7/z_{\max}, \end{cases} \quad (4)$$

其中, $\phi = \pi k_5 s_2^{k_6} / 2$, $r = k_2(1 + \cos((s_2 - 1)\pi)) / 2 + k_3 s_2^{k_4}$, $z_{\max} = \max\{z'\}$,

$$s_1 = \begin{cases} (2s)^{k_1} & (0 \leq s \leq 0.5), \\ \frac{1 + (2s - 1)^{k_1}}{2} & (0.5 \leq s \leq 1), \end{cases} \quad (5)$$

$$s_2 = \begin{cases} (2s)^{k_2} & (0 \leq s \leq 0.5), \\ 1 - (2s - 1)^{k_1} & (0.5 \leq s \leq 1), \end{cases} \quad (6)$$

s 为无量纲参数. 在各阶段 k 的取值列于表2, 无论卷曲前还是卷曲后, 参数 s 的变化范围始终在0—1之间, 卷浪周期 $T = 2s$.

表2 在各阶段卷浪模型参数 k 的取值

	卷曲中		卷曲后	
	$s > 0.5$	$s \leq 0.5$	$s > 0.5$	$s \leq 0.5$
k_1	2	0.7	2	0.5
k_2	$(1 - t^{0.85})/4$	0.25	0	0.25
k_3	$t^{0.85}/4$	0	$-t/4$	$(t + 1)^{0.7}/2$
k_4	4	0	4	40
k_5	$t^{1.5}$	$t^{1.5}$	1	1
k_6	16	4	16	4
k_7	$(t + 4)/5$	$(t + 4)/5$	$-t$	$-t$

依据上述模型, 绘制出卷曲中和卷曲后的卷浪如图1所示. 时间步长为61.3 ms, 风速 $u = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 风向沿 x 轴负方向. 图1给出了从0.02—1.92 s 32个不同时刻的卷浪, 其中, 前16条是生成阶段的卷浪, 后16条是崩塌阶段的卷浪. z 轴表示卷浪高度, t 轴表示时间. 从图1可以看出: 在卷浪生成阶段浪高逐渐变高(1.3796—2.1474 m), 浪长逐渐变长(9.6476—15.022 m); 在坍塌阶段浪高逐渐变低(2.147—0 m), 浪长逐渐变短直至消失(15.022—0 m), 而文献[7]中Longtank卷浪模型浪高一直保持在20 cm左右. 此处取极限波陡 $S = 0.1429$. 在风驱卷浪中将浪尖前进方向定义为顺风方向, 即沿图1中 x 轴的负方向, x 轴正方向定义为逆风方向.

3 卷浪电磁散射特性分析

从图1可以看出, 卷浪模型尺寸随时间的变化, 前16条卷浪处在成长阶段, 沿 x 轴方向卷浪尺寸随时间增大, 后16条卷浪开始崩塌, 卷浪尺寸随时间减小. 本文主要研究前16条成长中的卷浪. 这里采用MOM计算电磁散射[16,17]. MOM所用格林函数自动满足辐射条件, 积分方程包含了问题的边界条件, 具有计算精度高、无需再设置边界条件等优点, 因此, MOM是获得粗糙面散射及目标体散射等电

磁问题精确解的一种有效手段.

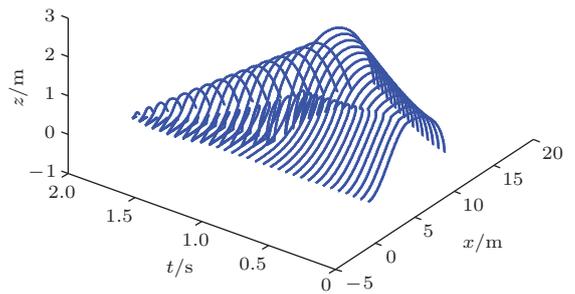


图1 卷浪从生成到结束示意图

图2给出了不同入射频率和不同极化状态(HH, VV极化)下卷浪模型在生成阶段的后向散射系数 σ 角分布, 其中, 图2(a), (b)所示为第5条卷浪(卷浪生成初期阶段)的后向散射系数角分布; 图2(c), (d)所示为第15条卷浪(卷浪即将崩塌阶段)的后向散射系数角分布. 这里, 风速 $u = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 卷浪相对介电参数 $\epsilon = (65, 40)$, 每个波长采样10个点, 入射角 $\theta_i > 0^\circ$ 对应逆风向, $\theta_i < 0^\circ$ 对应顺风向. 从图2(a)—(d)可以看出, 卷浪后向散射系数在大入射角度(小擦地角)附近(尤其在逆风方向大入射角附近)出现散射“尖峰”现象. 另外, 随着入射频率的增大, 入射分辨率增加, 对于确定尺寸的卷浪, 其后向散射系数振荡愈加明显, 且出现散射尖峰对应的入射角度有增大的趋势. 对比图2(a)和(c)(或图2(b)和(d))还可以发现, 对于第5条卷浪和第15条卷浪而言, 随着卷浪生成时间的增加, 卷浪尺寸增大, 对于确定的入射频率, 卷浪后向散射系数同样出现更强的振荡现象. 需要说明的是, 图2(b)中VV极化顺逆风后向散射呈对称状态, 这主要是因为第5条卷浪浪尖翻转效应不明显, 卷浪与劈结构近似, 风向对后向散射系数的影响不大. 图2(d)中风向对 $f = 0.5 \text{ GHz}$ 时的VV极化散射系数影响较小, 这主要是因为入射频率越小, 采样点越稀疏, 卷浪浪尖对散射效应的贡献降低.

为进一步分析卷浪的动态电磁散射特征, 图3(a)—(c)给出了计算得到的图1所示的16个时刻卷浪的后向电磁散射系数, 取0.02—0.97 s之间的16个卷曲中海浪模型, 时间步长为61.3 ms, 风速 $u = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 逆风入射角分别为 45° , 60° 和 85° . 由于入射频率越大越能体现卷浪浪尖翻转处的细节特点, 所以此处选取入射频率 $f = 3.0 \text{ GHz}$, 每个波长仍采样10个点, 卷浪相对介电参数 $\epsilon = (65, 40)$.

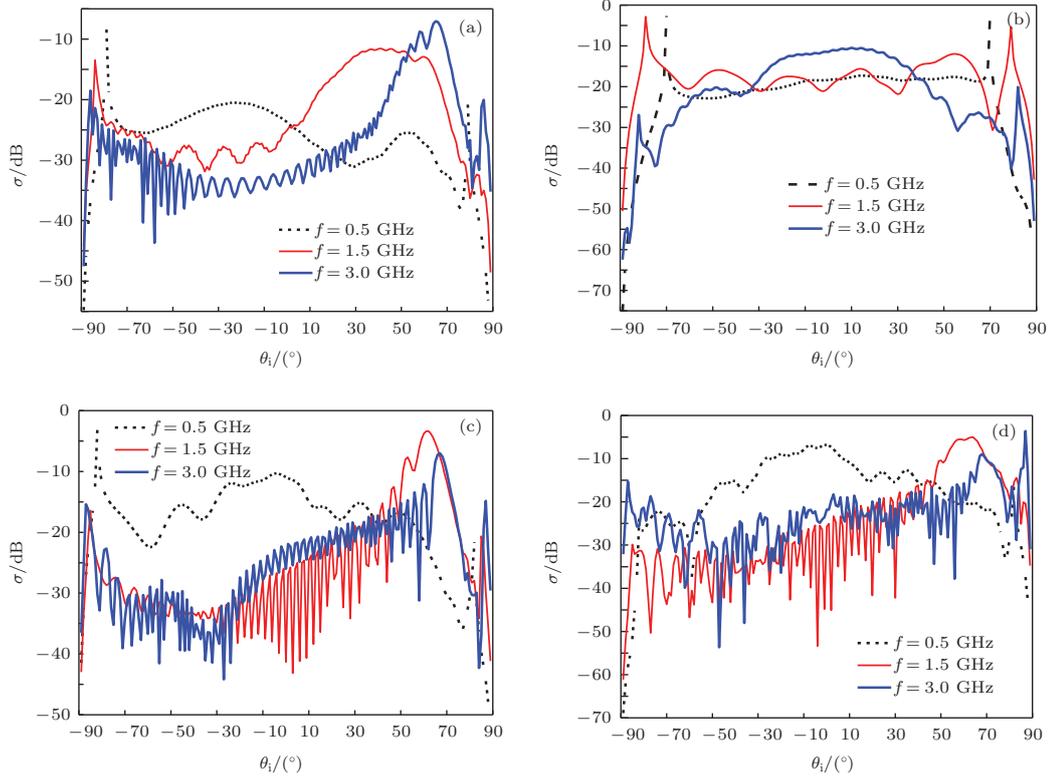


图2 (网刊彩色) 不同入射频率下卷浪模型后向散射系数角分布 (a) 第5条卷浪, HH 极化; (b) 第5条卷浪, VV 极化; (c) 第15条卷浪, HH 极化; (d) 第15条卷浪, VV 极化

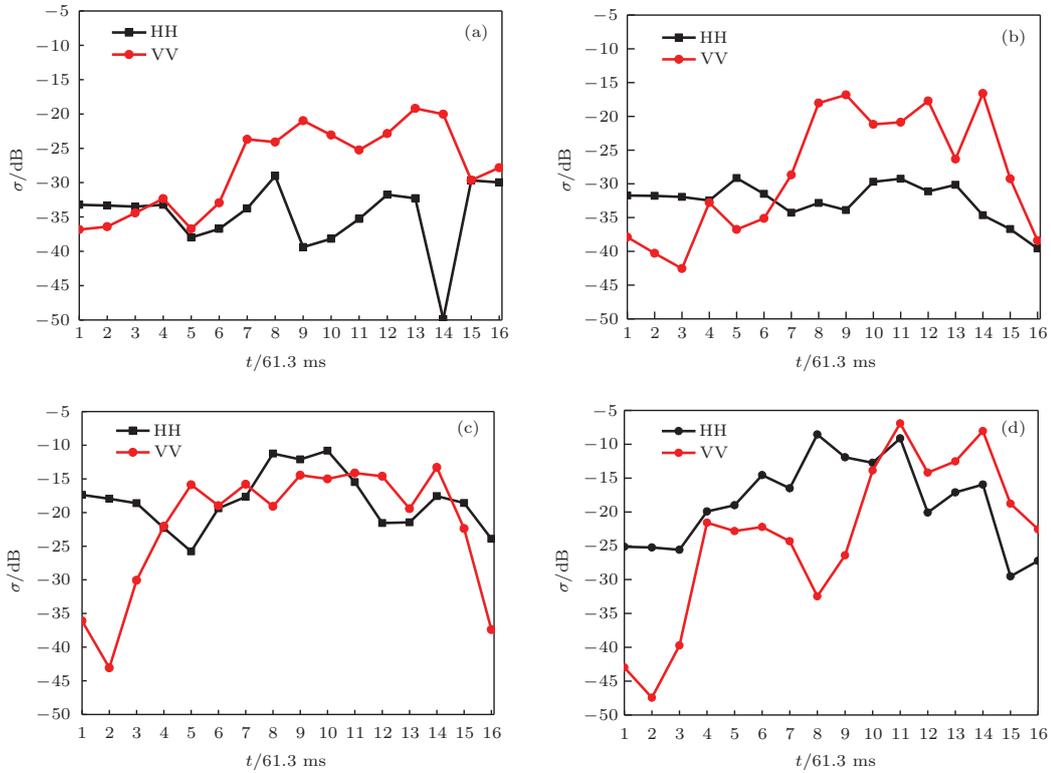


图3 不同入射角时卷曲中海浪后向电磁散射系数随时间的变化 (a) $\theta_i = 45^\circ$, $u = 10$ m/s; (b) $\theta_i = 60^\circ$, $u = 10$ m/s; (c) $\theta_i = 85^\circ$, $u = 10$ m/s; (d) $\theta_i = 85^\circ$, $u = 15$ m/s

从图 3(a) 可以看出, 在逆风入射角为 45° 时, 第 14 条卷浪 HH 极化散射系数突降, 而 VV 极化散射系数随时间呈增大趋势. 当逆风入射角为 60° 时 (图 3(b)), HH 极化散射系数变化较为平缓, VV 极化散射系数先增大后减小. 而当逆风入射角为 85° 时 (图 3(c)), HH 极化散射系数与 VV 极化散射系数都是先增大后减小. 由此可见, 在逆风小角度入射时, 后向散射系数对卷浪浪尖随时间的变化敏感度弱, 而在逆风大角度 (小擦地角) 入射时, 尤其是 LGA 下, 由于卷浪对电磁波的多径效应和遮蔽效应增强, 卷浪形状、尺寸的变化对后向散射有较强的影响. 当卷浪充分成长后浪尖接近海面, 外部轮廓逐渐与浪尖开始发生卷曲时相似, 卷浪对应的粗糙度先增大再逐渐减小, 导致散射系数先增大后减小. 更为重要的是, 从图 3(a)—(c) 还可以发现, 随着入射角的增大, 特别是在图 3(c) 中, 在卷浪逐渐演化到浪高较大时, 出现了 HH 极化散射系数大于 VV 极化散射系数的超级现象.

为了进一步说明这一现象, 图 3(d) 给出了风速 $u = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时的卷浪后向散射计算结果, 其余

参数与图 3(c) 参数相同. 显然随着风速的增大, 这种 HH 极化散射系数大于 VV 极化散射系数的现象在卷浪从开始到生成和演化过程更为明显. 另外, 对比图 3(c) 和 (d) 还可以看出, 在卷浪生成后, 随着风速的增大, 卷浪粗糙度增加, 非相干后向散射系数增大.

海尖峰的显著特点是 HH 极化散射强度超出 VV 极化散射强度 10 dB 或者更多. 表 3 列出了 P 波段下, 在逆风入射角分别为 45° , 60° 和 85° 时 σ_{HH} 与 σ_{VV} 的差值, 其中风速 $u = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$. 从表 3 可以看出, 超级现象在逆风 45° 出现 3 次, 60° 出现 6 次, 85° 出现 8 次, 其中 HH 极化大于 VV 极化 10 dB 的卷浪条数在逆风 45° 有 0 条, 60° 有 1 条, 85° 有 4 条. 在出现 HH 极化散射大于 VV 极化散射现象的相同时刻, 入射角越大, HH 极化散射结果与 VV 极化散射结果差别越大. 与图 3 所示的结果类似, 在其他海况相同的前提下, 在卷浪由生成到逐渐变高阶段, 入射角越大 (LGA 越小) 表现海尖峰特征的现象出现的越频繁, 可以推知海尖峰出现的概率越大.

表 3 不同入射角时 P 波段 (0.5 GHz) 卷曲中海浪后向电磁散射 HH 极化与 VV 极化的散射系数差值 (单位为 dB)

时间序列	1	2	3	4	5	6	8	9	10	15	16
$\theta_i = 45^\circ$	3.59	3.09	0.93	-0.88	-1.26	-3.78	-4.94	-18.41	-15.12	-0.02	-2.14
$\theta_i = 60^\circ$	6.14	8.51	10.61	0.31	7.60	3.62	-14.79	-17.06	-8.51	-7.46	-1.16
$\theta_i = 85^\circ$	18.74	25.12	11.46	-0.27	-9.90	-0.39	7.84	2.36	4.17	3.80	13.48

4 时变卷浪海杂波幅值分布特性

雷达测得的海面后向电磁散射时间序列信号通常被称作海杂波, 它包含了海面的许多重要特性, 由于海面受风力、环境湿度、浪涌等多种自然因素的影响, 海杂波信号变化复杂, 强度高. 如何高速有效地生成具有指定相关性和幅度分布特性的杂波序列是杂波统计建模的重要任务. 常用的杂波幅度分布有瑞利 (RL) 分布、对数正态 (LN) 分布、威布尔 (WB) 分布和 K 分布^[18]. 本文利用上述四种分布模型拟合了不同条件下散射幅值的分布. 图 4 所示为逆风向 85° 入射下, $u = 10, 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时 HH, VV 极化卷浪模型后向散射归一化电场幅值概率密度函数 (PDF), 图中实线表示拟合分布, 圆圈表示散射

幅值真实概率分布, 这里给出最符合真实概率分布的拟合分布, $f = 3.0 \text{ GHz}$, $\varepsilon = (65, 40)$. 从图 4 可以看出: 对于 $u = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时的后向散射归一化电场幅值, HH 极化时符合 WB 分布; $u = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时 VV 极化, $u = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时 HH 极化和 VV 极化下后向散射归一化电场幅值均符合 K 分布.

表 4 和表 5 进一步列出了顺、逆风条件, 小擦地角 (入射角为 85°) 时, 不同入射频率和极化状态下卷浪模型后向散射归一化幅值的 PDF 拟合分布, 其中, 风速 $u = 5, 10, 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, 入射频率 $f = 0.5, 1.5, 3.0 \text{ GHz}$. 从表 4 和表 5 可以看出, 对于小擦地角情况, 随着风速和入射频率的变化, 卷浪模型后向散射归一化幅值在 HH 极化状态下呈现出不同的 PDF (WB 分布、LN 分布、RL 分布或 K 分布), 而在 VV 极化状态下主要以 K 分布为主.

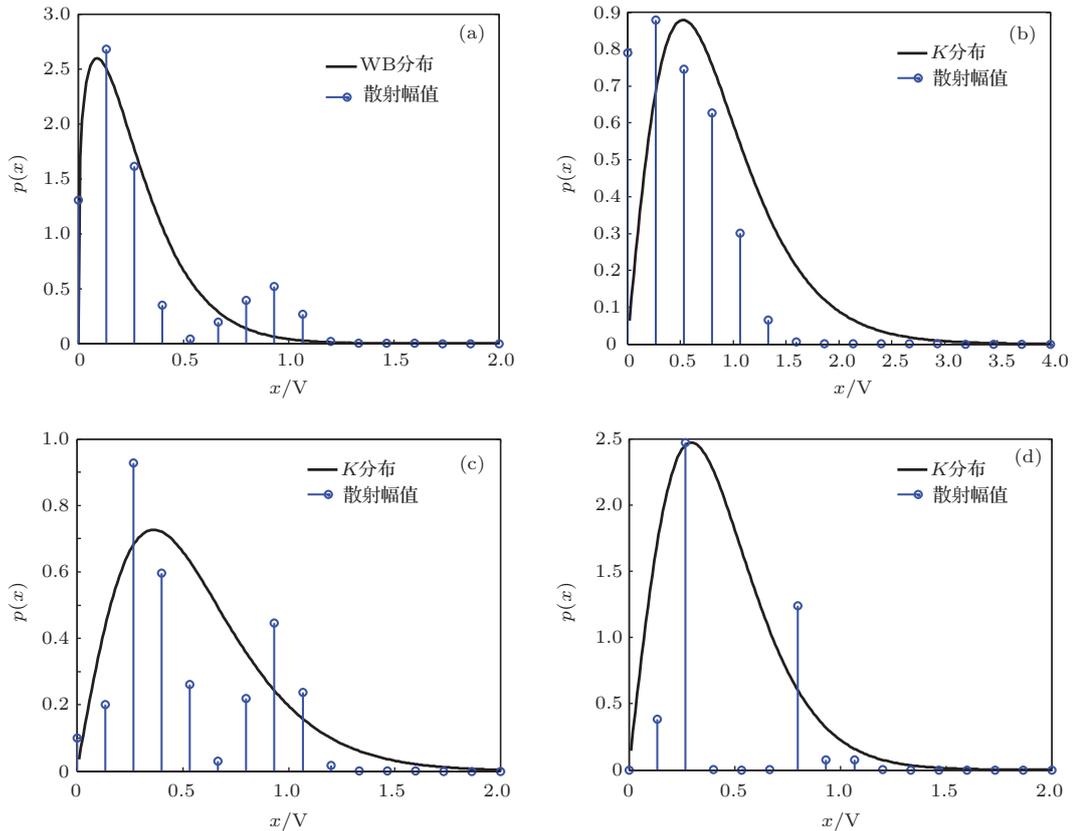


图4 逆风向85°入射时卷浪模型后向散射归一化幅值PDF及其拟合分布 (a) $u = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, HH极化; (b) $u = 10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, VV极化; (c) $u = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, HH极化; (d) $u = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, VV极化

表4 顺风向不同风速、不同入射频率、85°入射时卷浪模型后向散射归一化幅值PDF拟合分布(HH/VV)

$u/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$f = 0.5 \text{ GHz}$	$f = 1.5 \text{ GHz}$	$f = 3.0 \text{ GHz}$
5	WB/K	LN/K	WB/K
10	WB/K	RL/K	K/K
15	K/RL	K/WB	WB/K

表5 逆风向不同风速、不同入射频率、85°入射时卷浪模型后向散射归一化幅值PDF拟合分布(HH/VV)

$u/\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$	$f = 0.5 \text{ GHz}$	$f = 1.5 \text{ GHz}$	$f = 3.0 \text{ GHz}$
5	K/K	K/WB	WB/K
10	WB/K	RL/K	WB/K
15	K/WB	K/K	K/K

5 时变卷浪多普勒频谱特性

时变卷浪与电磁波反射信号接收端存在相对运动,接收端所接收到的信号频率将与发送端所发射的信号频率不同,从而造成多普勒效应的产生.长期以来,众多学者从理论和实验上对海杂波多普勒谱特征进行了大量研究^[19,20],但对于卷浪模型的频谱特征的研究较少.海面后向散射信号的多普勒谱一般可以写为^[21]

$$S(f) = \frac{1}{T} \left| \int_0^T E_{pq}^{(s)}(r, t) e^{-i2\pi ft} dt \right|^2, \quad (7)$$

这里对于散射场 $E_{pq}^{(s)}(r, t)$,主要考虑后向散射情况,即取 $\theta_s = -\theta_i$.

图5所示为当顺风和逆风入射角为85°时,不同风速下时变卷浪,后向散射多普勒谱,入射频率 $f = 3.0 \text{ GHz}$, $\epsilon = 165, 40$.对0—1 s内的卷浪模型后向散射取样,取样频率 $f_s = 100 \text{ Hz}$.从图5(a), (b)可以看出,无论是HH极化还是VV极化,多普勒谱随风速的增加而增大.对于逆风条件,随着风速的增加,卷浪高度起伏变化增大,多普勒谱中出现了两个明显的峰值(逆风速 $u = 15 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 时在35 Hz和65 Hz附近).而相对于逆风条件,在卷浪的生成到演化过程中,顺风条件下卷浪高度起伏相对较小,对应的多普勒谱的起伏较小,峰值不如逆风条件那么明显.图6给出了在逆风风速为 $10 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$ 、入射角为85°时,不同入射频率下时变卷浪后向散射多普勒谱(图6(a)表示HH极化,图6(b)表示VV极化),这里对0—1 s内的卷浪模型后向散射取样,取样频率 $f_s = 100 \text{ Hz}$.从图6可以看出,随着入射频率的增加,无论是HH极化还是VV极化,多普勒谱的幅值基本上是增

大的, 这主要源于入射频率越大, 对于某一时刻确定尺寸的卷浪模型, 卷浪模型中碎浪剖分更为

细密, MOM 计算卷浪散射时考虑了更多的碎浪贡献.

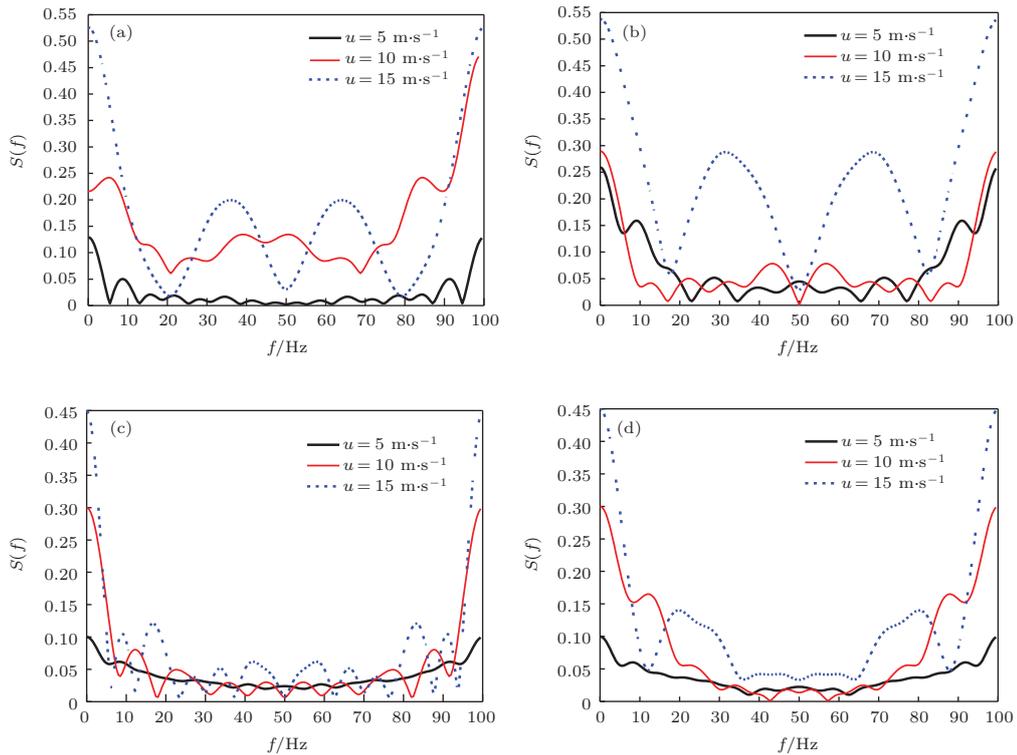


图5 (网刊彩色) 入射角为 85° 时, 不同风速下卷浪模型后向散射多普勒谱 (a) 逆风, HH 极化; (b) 逆风, VV 极化; (c) 顺风, HH 极化; (d) 顺风, VV 极化

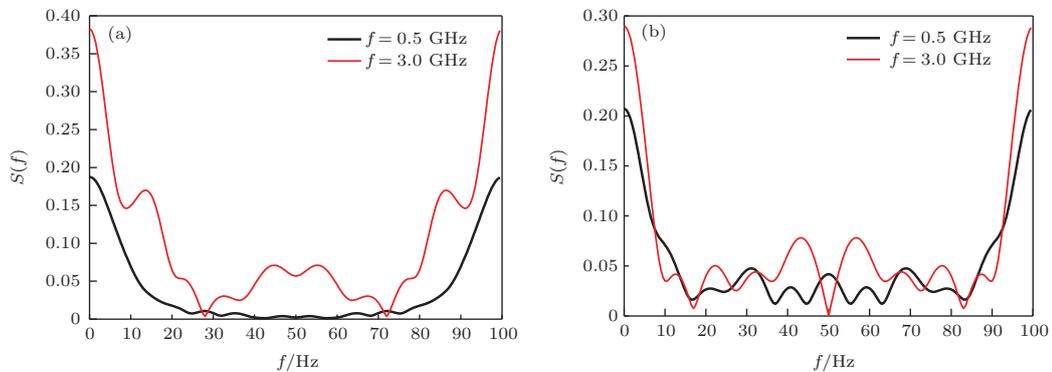


图6 (网刊彩色) 逆风入射角为 85° 时, 不同入射频率下卷浪模型的后向散射多普勒谱 (a) 逆风, HH 极化; (b) 逆风, VV 极化

6 结 论

本文建立了尺寸受风速调制的时变卷浪模型, 并结合 MOM 计算了不同入射频率和不同极化状态(HH, VV 极化)下, 卷浪模型由生成到逐渐演化变高阶段的后向散射系数角分布及后向散射回波的幅值分布特性和多普勒谱, 分析了入射频率、入

射角、风速和风向对其电磁散射特征的影响. 由于 HH 极化散射强度接近甚至大于 VV 极化散射强度是海尖峰的一个重要特征, 通过计算卷曲破碎中的卷浪模型后向电磁散射系数发现, 在小擦地角(LGA)下 HH 极化散射强度与 VV 极化散射强度的差值较大, 并且差值随入射角和风速的增加而增大, 海尖峰出现的概率较高. 需要说明的是, 本研究仅限于二维卷浪模型, 有关计算结果还有待于进

一步的实验验证, 对更为接近实际的在一个雷达分辨单元中的单个和多个三维卷浪模型电磁散射分析也有待深入研究.

参考文献

- [1] Jessup A T, Melville W K, Keller W C 1990 *IEEE Proceedings Geoscience and Remote Sensing Symposium* College Park, USA, May 20-24, 1990 p765
- [2] Xie T, Shen T, Perrie W, Chen W, Kuang H L 2010 *Chin. Phys. B* **19** 054102
- [3] Walker D 2001 *IEE Proc. Radar Sonar Navig.* **148** 73
- [4] Lamont-Smith T 2008 *IET. Radar Sonar Navig.* **2** 97
- [5] Sobieski P, Guissard A, Baufays C 1991 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **29** 391
- [6] Dano E B, Lyzenga D R 1996 *Remote Sensing for a Sustainable Future* Lincoln, USA, May 27-31, 1996 p2198
- [7] Holliday D, Deraad Jr L L, St-Cyr G J 1998 *IEEE Trans. Antenn. Propag.* **46** 108
- [8] West J C 2000 *IEEE Proceedings Geoscience and Remote Sensing Symposium* Honolulu, USA, July 24-28, 2000 p3120
- [9] West J C 2002 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **40** 523
- [10] Trizna D B 1997 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **35** 1232
- [11] Li Z K 2006 *M. S. Thesis* (Tsingtao: Ocean University of China) (in Chinese) [李宗宽 2006 硕士学位论文 (青岛: 中国海洋大学)]
- [12] Lindsay R W, Percival D B 1996 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **34** 771
- [13] Tian Y Y, Tan Q C 2011 *J. Wuhan Univ. Technol. (Nat. Sci.)* **11** 153 (in Chinese) [田原嫻, 谭庆昌 2011 武汉理工大学学报 (自然科学版) **11** 153]
- [14] Luo W, Zhang M, Zhou P, Yin H C 2010 *Chin. Phys. B* **19** 084102
- [15] Du Z J, Lin W T, Mo J Q 2012 *Chin. Phys. B* **21** 090201
- [16] Guo L X, Wang R, Wu Z S 2010 *Chin. Phys. B* **19** 044102
- [17] Guo L X, Wang R, Wu Z S 2010 *Basic Theory and Method of Electromagnetic Scattering from Random Rough Surface* (Beijing: Science Press) p63 (in Chinese) [郭立新, 王蕊, 吴振森 2010 随机粗糙面散射的基本理论和方法 (北京: 科学出版社) 第63页]
- [18] Lai H J, Hao Z F 2008 *Probability and Statistics* (Beijing: Higher Education Press)
- [19] Zhang Y M, Wang Y H, Zhao C F 2010 *Chin. Phys. B* **19** 084103
- [20] Guo L X, Wang Y, Wang Y H, Wu Z S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 3464 (in Chinese) [郭立新, 王蕊, 王运华, 吴振森 2008 物理学报 **57** 3464]
- [21] Toporkov J V, Brown G S 2000 *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.* **38** 1616

Modeling and electromagnetic scattering from the overturning wave crest*

Li Wen-Long Guo Li-Xin[†] Meng Xiao Liu Wei

(School of Physics and Optoelectronic Engineering, Xidian University, Xi'an 710071, China)

(Received 18 February 2014; revised manuscript received 28 March 2014)

Abstract

The presence of sea spikes can cause the radar false alarm probability rise and performance degradation of multi-target environment detection. Therefore, study of the phenomenon of sea spikes is of great significance. HH polarization scattering intensity close to or even greater than the VV polarization scattering intensity is an important feature of sea spike phenomenon. Overturning wave crest is considered to be one of the reasons of generating sea spike. In this paper, overturning wave crest model is introduced with the consideration of the wind speed, and the method of moment is used for studying HH and VV backward scattering coefficient for different incident frequencies, incident angles, wind speeds, and wind directions. It is found that super phenomenon (HH scattering intensity is greater than VV polarization scattering intensity) is more obvious in the cases of low grazing angle and large wind speed, thus it is deduced that the sea spike phenomenon occurs with a high probability in the case of low grazing angle. Moreover, the distributions of sea clutter amplitude and Doppler spectra are also examined for the overturning wave crest model with low grazing angle incidence.

Keywords: sea spike, overturning wave crest, electromagnetic scattering, low grazing angle

PACS: 41.20.-q, 42.25.Bs, 42.25.Dd

DOI: [10.7498/aps.63.164102](https://doi.org/10.7498/aps.63.164102)

* Project supported by the National Science Fund for Distinguished Young Scholars of China (Grant No. 61225002) and the Aeronautical Science Fund and Aviation Key Laboratory of Science and Technology on Avionics Integrated Sensor System Simulation (Grant No. 20132081015).

[†] Corresponding author. E-mail: lxguo@mail.xidian.edu.cn