

正弦水面平面波/高斯波束散射回波谱峰特征分析

张彦敏¹ 王运华^{1,2}

(1. 中国海洋大学 信息科学与工程学院, 山东 青岛 266100, 2. 青岛海洋科学与技术国家实验室
区域海洋动力学与数值模拟功能实验室, 山东 青岛 266237)

摘要 展示平面波/高斯波束照射时正弦水面电磁散射回波的多普勒谱峰分布特征. 基于 Bragg 共振散射理论可知, 水面电磁散射回波多普勒谱峰所对应的频率由水波相速度决定, 然而, 最近相关水槽实验发现: 正弦水面散射回波的多普勒谱不仅包含与水波相速度相对应的 Bragg 共振峰, 而且还存在等频率间距的谐波峰. 为了能更好地解释这一现象的物理或数学本质, 文中基于粗糙面电磁散射一阶小斜率近似理论(SSA-I)分别推导给出了平面波/高斯波束照射时正弦水面后向电磁散射回波的频谱模型. 理论模型结果显示, 谐波峰是由于频谱分析过程中频率泄漏效应导致的, 而不是水面回波真实的物理现象.

关键词 电磁散射; 多普勒谱; 正弦水面

中图分类号 P733.6

文献标识码 A

0 引言

电磁散射回波多普勒谱与散射目标的雷达视向速度密切相关, 在遥感领域, 基于多普勒特征的海表流场^[1-4]、海面风场^[5]、海浪谱^[6-10]等海洋动力要素反演及运动目标探测技术得到广泛关注. 海面回波多普勒特征在海洋遥感领域的广泛应用前景, 促使诸多海洋遥感学者针对该领域在理论和实验等方面皆开展了大量研究^[11-25]. 在理论研究方面, Crombie^[11]、Lipa 和 Barrick^[12]等人的工作具有开创性. Crombie 在文献[11]中首次基于 Bragg 散射理论针对海面回波的多普勒特征进行了解释. 文献[12]中则推导给出了高频地波雷达(HF)海面回波高阶多普勒谱的理论表达式, 从而使得基于回波多普勒谱特征的定量海浪、海流反演技术成为可能. 最近, 文献[26]则基于数值方法研究了油膜覆盖时非线性 Creamer 水面回波的频谱特征, 结果显示: 当雷达入射角较大时, Creamer 水面回波的频谱宽度比线性水面的宽度明显更宽; 另外文献[27]中则分析了海浪破碎等因素对回波频谱特征的影响, 结果显示, 破碎波散射场的频移要显著大于 Bragg 共振散射场的多普勒频移. 由传统 Bragg 共振理论可知^[11,12], 水面散射回波的多普勒谱峰频移由 Bragg 共振水波的相速度决定, 然而, 最近武汉大学相关学者通过水槽实验发现^[28]: 正弦水面回波的多普勒谱不仅存在 Bragg 共振谱峰, 而且还存在等频率间距的谐波峰, 这些谐波峰的存在显然与传统 Bragg 共振散射机制不相符. 针对该问题, 本文首先基于准精确电磁散射数值计算方法(矩量法 MoM)对正弦水面回波进行了数值计算仿真, 并分别展示了平面波和高斯波束入射时的回波频谱特征. 为了进一步解释出现谐波峰这一现象, 文中基于电磁散射解析近似方法(小斜率近似方法, SSA-I)分别建立了平面波和高斯波束入射时正弦水面电磁散射回波的频谱模型, 所得理论模型显示: 正弦水面回波多普勒谱的谐波峰并非由物理原因引起, 而是由于频谱分析过程中的频率泄漏效应所导致.

本文内容安排如: 第 1 节中给出了文献[28]的观测结果; 第 2 节中则基于 MoM 数值方法, 对平面波和

收稿日期: 2018-11-05

基金项目: 国家重点研发计划(2016YFC1401007); 国家自然科学基金项目(41576170); 山东省-国家自然科学基金联合基金项目(U1606405)等资助

通讯作者: 王运华, 男, 汉族, 博士, 教授, 博士生导师, 研究方向: 微波海洋遥感, E-mail: yunhuawang@ouc.edu.cn.

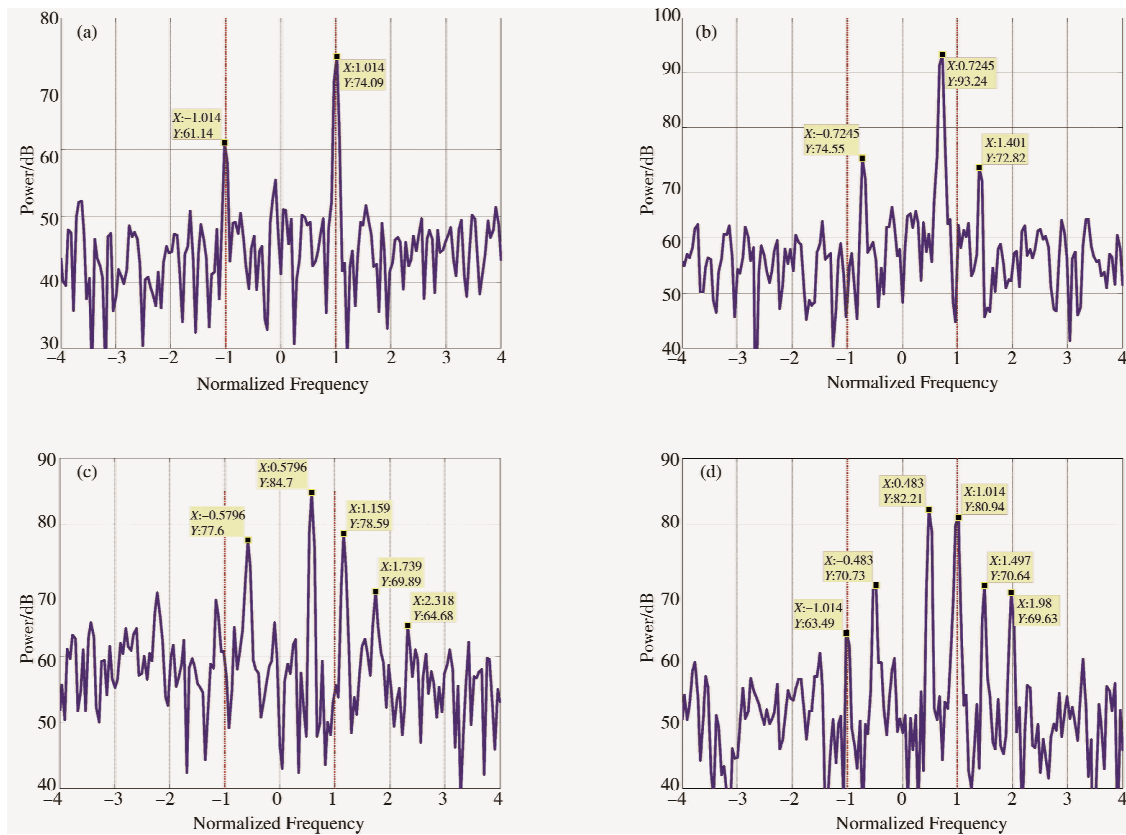
高斯波束入射时正弦水面回波的多普勒谱进行了数值仿真,进一步显示了正弦水面回波 Bragg 共振峰和谐波峰;第 3 和第 4 节中则分别给出了基于 SSA-I 的理论回波谱模型和结果分析;第 5 节中给出了结论.

1 水槽实验所得回波谱

文献[28]中,武汉大学相关科研团队基于水槽观测实验研究了正弦水波后向电磁散射场频谱特性.在该实验中,回波极化状态为 VV 极化,天线掠射角度为 3 度,电磁波波长为 $\lambda_e = 0.88$ m, Bragg 共振波长为

表 1 正弦水波参数^[28]

| 水波波长 L_1 | λ_B | $2\lambda_B$ | $3\lambda_B$ | $4\lambda_B$ | $5\lambda_B$ | $10\lambda_B$ |
|-----------------------------|-------------|--------------|--------------|--------------|--------------|---------------|
| 水波频率 f_w / Hz | 1.88 | 1.33 | 1.08 | 0.94 | 0.83 | 0.53 |
| 水波振幅 h / cm | 1.0 | 4.0 | 5.0 | 10.0 | 15.0 | 20.0 |
| 水波相速度 $V_{ph} / \text{m/s}$ | 0.83 | 1.17 | 1.43 | 1.65 | 1.83 | 2.37 |
| 多普勒频移 f_B | $1.00f_B$ | $1.41f_B$ | $1.73f_B$ | $1.99f_B$ | $2.21f_B$ | $2.87f_B$ |



注:(a) λ_B ;(b) $2\lambda_B$;(c) $3\lambda_B$;(d) $4\lambda_B$.

图 1 文献[28]水槽实验所得不同水波后向电磁散射场多普勒谱

由图 1 可见,图中不仅可以发现 Bragg 共振谱峰(图(a)-(d)中谱峰频率分别对应于 $f_D = f_B$, $f_D = 1.41f_B$, $f_D = 1.73f_B$ 和 $f_D = 2f_B$),而且同时还可以发现其他谐波峰,这些谐波峰的存在与传统的 Bragg 散射理论并不相符.文献[28]指出这是由于雷达照射水面区域的空间尺度是有限的的原因,当照射水面空间区域无穷大时,那么这些谐波峰将会消失,进而与传统 Bragg 理论结果相一致.然而,我们认为这些谐波峰究竟是真实的物理现象还是频谱分析方法所引入的假象需要更深入地开展分析.在下文中分别应用电磁散射 MoM 和 SSA-I 方法,对平面波和高斯波束的正弦水面回波的频谱特性和理论模型研究.

2 基于 MoM 的回波谱

与近似方法相比,矩量法(MoM)被认为是计算目标电磁散射的准精确方法^[29],因此为了进一步确认图 1 中的实验结果,在本节中我们采用 MoM 方法分别计算平面波/高斯波束照射正弦水面时后向散射场的多普勒谱.

2.1 散射回波多普勒谱

首先对 MoM 方法进行简单介绍,对于水平极化电磁波而言,表面电场和电流可以应用下面两个积分方程求解^[29]

$$\mathbf{E}^i(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2}\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}) + \int_Z \{i\omega\mu_0\varphi_0(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')\mathbf{J}_s(\boldsymbol{\rho}')\} + \mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla\varphi_0(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')]\}d\mathbf{l}', \quad (1)$$

$$0 = \frac{1}{2}\mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}) - \int_Z \{i\omega\mu_0\varphi_1(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')\mathbf{J}_s(\boldsymbol{\rho}')\} + \mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla\varphi_1(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')]\}d\mathbf{l}'. \quad (2)$$

对于垂直极化电磁波而言,则方程(1)式和(2)式改为

$$\mathbf{H}^i(\boldsymbol{\rho}) = \frac{1}{2}\mathbf{H}(\boldsymbol{\rho}) + \int_Z \{i\omega\varepsilon_0\varphi_0(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')\mathbf{M}_s(\boldsymbol{\rho}')\} + \mathbf{H}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla\varphi_0(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')]\}d\mathbf{l}', \quad (3)$$

$$0 = \frac{1}{2}\mathbf{H}(\boldsymbol{\rho}) - \int_Z \{i\omega\varepsilon_1\varphi_1(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')\mathbf{M}_s(\boldsymbol{\rho}')\} + \mathbf{H}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\mathbf{n}}' \cdot \nabla\varphi_1(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}')]\}d\mathbf{l}'. \quad (4)$$

在(1)-(4)式中, $\mathbf{E}^i = E^i\hat{\mathbf{y}}$ 和 $\mathbf{E} = E\hat{\mathbf{y}}$ 分别是入射电场和总电场, $\mathbf{H}^i = H^i\hat{\mathbf{y}}$ 和 $\mathbf{H} = H\hat{\mathbf{y}}$ 分别是入射磁场和总磁场. $\mathbf{J}_s = \hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{H} = J_s\hat{\mathbf{y}}$ 和 $\mathbf{M}_s = -\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{E} = M_s\hat{\mathbf{y}}$ 分别为表面等效电流和磁流. 格林函数 $\varphi_{0,1}$ 为

$$\varphi_{0,1}(\boldsymbol{\rho},\boldsymbol{\rho}') = -\frac{i}{4}\mathbf{H}_0^{(2)}(k_{0,1}|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|), \quad (5)$$

这里 k_0, k_1 分别是电磁波在自由空间和水中的波数, $H_0^{(2)}(\cdot)$ 则是第二类零阶汉克函数, ε_0 和 ε_1 分别为真空和水的介电常数.

基于点匹配法,可以将(1)-(4)式改写为矩阵的形式,从而分别求解 \mathbf{E}, \mathbf{J}_s 和 \mathbf{H}, \mathbf{M}_s . 以散射电场为例,将所得 \mathbf{E}, \mathbf{J}_s 代入下式即可获得空间 $\boldsymbol{\rho}$ 处 t 时刻的散射电场,即

$$\mathbf{E}^s(\boldsymbol{\rho}, t) = \begin{cases} \frac{k_0}{4} \int_Z \{Z_0 \mathbf{J}_s(\boldsymbol{\rho}') - \mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\mathbf{n}}' \cdot \hat{\mathbf{k}}k_s]\} H_0^2(k_s|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|) d\mathbf{l}' \text{ 平面波散射场,} \\ \frac{k_0}{4} \int_Z \{Z_0 \mathbf{J}_s(\boldsymbol{\rho}') - \mathbf{E}(\boldsymbol{\rho}')[\hat{\mathbf{n}}' \cdot \hat{\mathbf{k}}k_s]\} H_0^2(k_s|\boldsymbol{\rho}-\boldsymbol{\rho}'|) G d\mathbf{l}' \text{ 高斯波束散射场,} \end{cases} \quad (6)$$

(6)式中 $\hat{\mathbf{k}}_s$ 是散射场单位波矢, Z_0 是自由空间的特征阻抗, $G(x) = \exp(-\frac{x^2}{g^2})$ 代表宽度为 g 的高斯窗函数.

结合(6)式和频谱分析周期图法,即可获得水面回波的多普勒谱为

$$S(f) = \left| \frac{1}{T} \int_{-T/2}^{T/2} \mathbf{E}^s(t) \exp(j2\pi ft) dt \right|^2. \quad (7)$$

在此 T 是散射场采样的时间长度. 在数值计算过程中,正弦水面则表示为

$$Z(x, t) = A \cos(k_w x - \omega_w t), \quad (8)$$

其中 k_w 是水波波数,角频率 $\omega_w = \sqrt{gk_w}$.

2.2 数值计算回波多普勒谱

对于正弦水面而言,由于 HH 极化回波的多普勒特征与 VV 极化回波的多普勒特征非常相似,因此限于篇幅,在下面讨论过程中以 VV 极化为例开展分析. 图 2 展示不同波长正弦水面平面波 / 高斯波束散射回波的多普勒谱特征,其中正弦波面的振幅为 $0.05\lambda_e$,水面宽度 $l = 34.1\lambda_e$,入射角度 $\theta_i = 80^\circ$. 由图可见,当入射电磁波为平面波时,回波多普勒谱中不仅会存在显著的 Bragg 共振峰,而且还存在显著的等间距谐波峰,这与图 1 实验结果所展现的现象相一致. 然而,当高斯波束照射水面时,散射回波的谐波峰随着高斯波束宽度的变窄而显著变低,当高斯波束宽度参数 $g = L/8$ 时,散射回波中的谐波峰并不可见,这一现象与图 1 结果显然不相符. 文献[28]指出,谐波峰的存在是由于雷达所照射的水面空间区域是有限大的原因,但是当入射波采用高斯波束时,其所照射的水面区域比平面波所照射的水面空间区域更小,而此时却没有出现谐波峰,因此,照射水面空间区域的大小并不是出现谐波峰的根本原因.

尽管 MoM 方法是一种计算目标电磁散射场的准精确方法,但是,通过该方法并不能直接给出散射场的频谱模型,因此为了能深入探究上文中谐波峰的问题,下面我们将基于 SSA-I 方法推导给出平面波和高斯波束入射时,正弦水面后向电磁散射回波的多普勒谱理论模型.

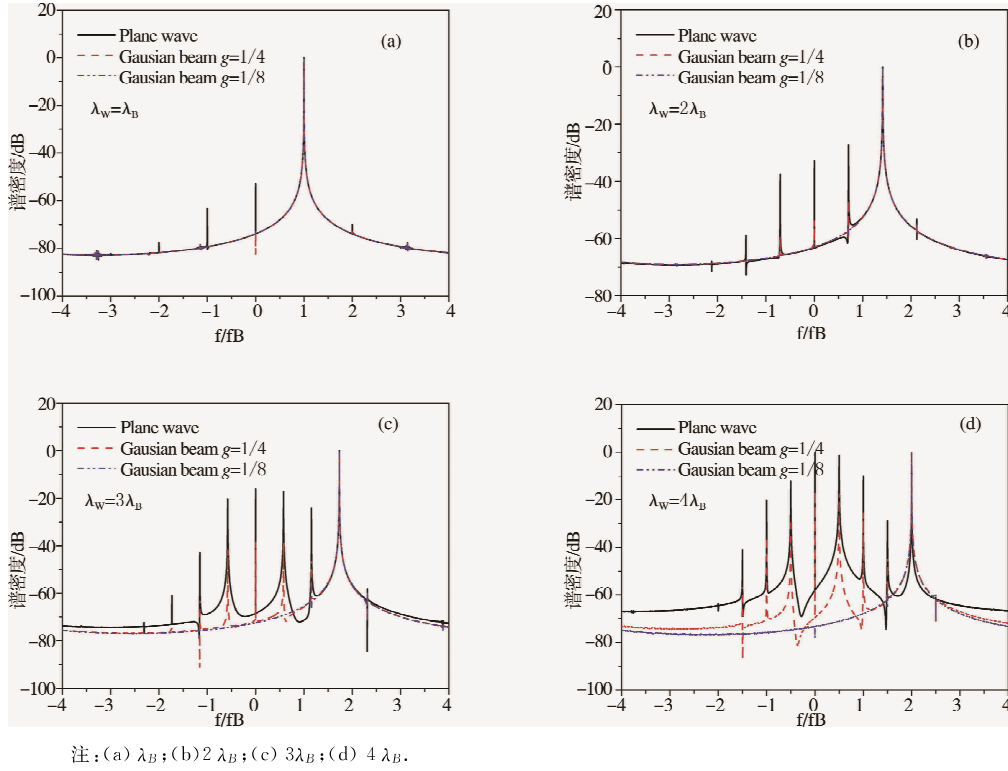
注: (a) λ_B ; (b) $2\lambda_B$; (c) $3\lambda_B$; (d) $4\lambda_B$.

图2 MoM方法所得不同波长正弦水面平面波/高斯波束散射回波多普勒谱

3 基于 SSA-I 回波频谱模型

3.1 平面电磁波照射时后向散射场频谱模型

根据 SSA-I 理论^[30], 散射场 E_p^s 可以表示

$$E_p^s(t) = KB_{pq} \int_{-L_x/2}^{L_x/2} \int_{-L_y/2}^{L_y/2} \exp(jq_x x + jq_y y + jq_z Z) dx dy, \quad (9)$$

其中 $K = \frac{ik_e}{4\pi R} \exp(jk_e R)$, R 是照射区域到天线的距离, 文献[30]中给出了系数 B_{pq} 的详细表达式, 下角标 'pq' 表示 HH 或 VV 极化, x, y 和 Z 为水平位置和水波波面, 其他参数则分别有 $q_x = k_e(\sin\theta_s \cos\varphi_s - \sin\theta_i \cos\varphi_i)$, $q_y = k_e(\sin\theta_s \sin\varphi_s - \sin\theta_i \sin\varphi_i)$, $q_z = k_e(\cos\theta_s + \cos\theta_i)$. 对于后向散射场 $\theta_s = -\theta_i$, $\varphi_s = \varphi_i = 0$, $q_x = 2k_e \sin\theta_s$, $q_y = 0$, $q_z = 2k_e \cos\theta_s$.

根据周期图法, 散射场 E_p^s 的多普勒谱可以表示为

$$S(f) = \frac{1}{T} \langle E_p^s(f) \cdot E_p^{s*}(f) \rangle \\ = \frac{|KB_{pq}|^2}{T} \langle \exp[jq_z(Z-Z')] \rangle \exp[jq_x(x-x') + j2\pi f(t-t')] dx dx' dy dy' dt dt'. \quad (10)$$

在此, $\langle \cdot \rangle$ 表示系综平均, T 是散射场时间序列 $E_p^s(t)$ 的采样长度. $\langle \exp[jq_z(Z-Z')] \rangle$ 是 $Z(x, y)$ 和 $Z(x', y')$ 的联合特征函数. 结合(8)式, 该特征函数可表示为

$$\langle \exp[jq_z(Z-Z')] \rangle = \langle \exp[jq_z(A \sin(k_{wx}x - \omega_w t) - A \sin(k_{wx}x' - \omega_w t'))] \rangle \\ = \langle \sum_{m_1=-\infty}^{\infty} \sum_{m_2=-\infty}^{\infty} J_{m_1}(q_z A) J_{m_2}(-q_z A) \exp[jk_{wx}(m_1 x + m_2 x') - j\omega_w(m_1 t + m_2 t')] \rangle, \quad (11)$$

式中只有当 $m_2 = -m_1$ 时, 系综平均值不为零, 因此有

$$\langle \exp[jq_z(Z-Z')] \rangle = \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(q_z A) \exp[j(mk_{wx}u - m\omega_w \tau)], \quad (12)$$

式中 $u = x - x'$, $\tau = t - t'$. 将式(12)代入(10)式, 并应用下面的变换关系

$$\int_{-L/2}^{L/2} \int_{-L/2-L/2-x'}^{L/2-x'} f(u) \exp[jq_x u] du dx' = \int_{-L}^L (L - |u|) f(u) \exp[jq_x u] du, \quad (13)$$

那么, 通过冗长的数学积分可得平面波照射时散射回波的归一化多普勒谱为

$$S_o(f) = |KB_{\rho_l}|^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(q_z A) \text{sa}^2 \left\{ \frac{(q_x + mk_w)L_x}{2} \right\} \text{sa}^2 \left\{ 2\pi \frac{(f - mf_B/2)T}{2} \right\}, \quad (14)$$

其中 J_m 为第一类 m 阶贝塞尔函数, sa 为抽样函数.

3.2 高斯波束入射时后向散射场频谱模型

当高斯波束入射到一维正弦波面时,后向散射场的多普勒谱可表示为

$$E_{Bpq}^s(f) = KB_{\rho_l} \int_{-T/2-L/2}^{T/2-L/2} \int_{-L/2}^{L/2} G(x,t) \exp(jq_x x + jq_z Z) \exp(j2\pi ft) dx dt. \quad (15)$$

由于(15)式中包含高斯窗函数 $G(x,t) = \exp(-\frac{x^2}{g^2} - \frac{t^2}{g_t^2})$. 可见,在(15)式中给定了确定的积分区间后,那么尺度参数 g 和 g_t 的取值越小,高斯窗函数在积分边界上的值 $G(x,t)$ 越趋于零,此时式(15)可近似为

$$E_{Bpq}^s(f) = KB_{\rho_l} \int_{-\infty-\infty}^{+\infty+\infty} \int G(x,t) \exp(jq_x x + jq_z Z) \exp(j2\pi ft) dx dt. \quad (16)$$

如图2所示,当波束尺度参数 $g = L/4$, 仍然可见频率泄漏效应导致的谐波峰,这说明将高斯波束尺度参数设为 $g = L/4$ 时,积分边缘处的截断效应仍然不可忽略,从而存在显著频率泄漏效应,此时(15)式也不能近似为(16)式. 而当 $g = L/8$ 时,如图2所示,频率泄漏效应的影响已经可以忽略,因此在下面分析过程中,我们将高斯波束宽度参数设为: $g = L/8$ 和 $g_t = T/8$. 此时,根据周期图法可得后向散射场多普勒谱为

$$\begin{aligned} S_B(f) &= \frac{1}{T} \langle E_{Bpq}^s(f) \cdot E_{Bpq}^{s*}(f) \rangle \\ &= \frac{|KB_{\rho_l}|^2}{T} \langle \exp[jq_z(Z-Z')] \rangle G(x,t) G(x',t') \exp[jq_x(x-x') + j2\pi f(t-t')] dx dx' dt dt', \end{aligned} \quad (17)$$

与3.1节中的推导过程相似,经过冗长的数学积分,由(17)式可得归一化多普勒谱为

$$S_{Bo}(f) = |KB_{\rho_l}|^2 \sum_{m=-\infty}^{\infty} J_m^2(q_z A) \exp\left[-\frac{(q_x + mk_w)^2 g^2}{2}\right] \exp\left[-4\pi^2 \frac{(f - mf_B/2)^2 g_t^2}{2}\right]. \quad (18)$$

4 理论结果与分析

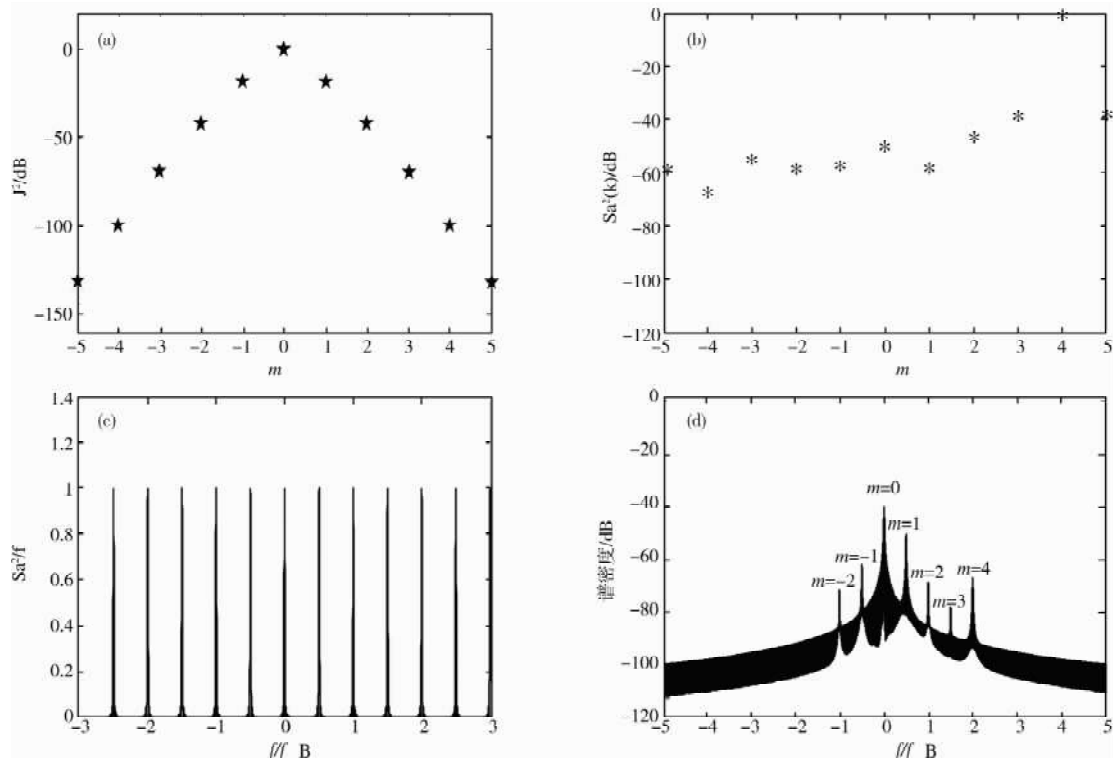
由于公式(14)中抽样函数的存在,我们不难得到:平面波入射时,正弦水面回波 Bragg 共振谱峰和谐波谱峰的位置由阶数 m 确定. 当给定阶数 m 时,如果此时贝塞尔函数项 $J_m^2(q_z A)$ 以及两个抽样函数 $\text{sa}^2 \left\{ \frac{(q_x + mk_w)L_x}{2} \right\}$ 和 $\text{sa}^2 \left\{ 2\pi \frac{(f - mf_B/2)T}{2} \right\}$ 三者的乘积较大,则会出现峰值. 作为例子,图3中基于图1(d)中的正弦水面参数及雷达参数,分别给出了不同阶数 m 时公式(14)中 $J_m^2(q_z A)$ 、 $\text{sa}^2 \left\{ \frac{(q_x + mk_w)L_x}{2} \right\}$ 和 $\text{sa}^2 \left\{ 2\pi \frac{(f - mf_B/2)T}{2} \right\}$ 的大小. 由图3(a)可见,公式(14)中贝塞尔函数项 $J_m^2(q_z A)$ 的大小随着阶数 m 的增大而减小. 对于第二个抽样函数项 $\text{sa}^2 \left\{ \frac{(q_x + mk_w)L_x}{2} \right\}$ 而言,其中 $q_x = 2k_r \sin\theta_s = -k_B$, 在此 k_B 为 Bragg 共振波数. 由于正弦水面的波长为 Bragg 共振波长的4倍,从而有 $k_w = k_B/4 = -q_x/4$, 因此,当阶数 $m = k_B/k_{wr} = 4$ 时,入射电磁波与水波发生共振,散射回波即为 Bragg 共振散射场. 此时由于 $(q_x + mk_{wr}) = 0$, 如图3(b)所示,抽样函数项 $\text{sa}^2 \left\{ \frac{(q_x + mk_w)L_x}{2} \right\} = 1$ 为极大值,所以,阶数 $m = 4$ 所对应的谱峰即为 Bragg 共振峰. 然而,当 $m \neq 4$ 时,图3(b)中抽样函数项 $\text{sa}^2 \left\{ \frac{(q_x + mk_w)L_x}{2} \right\}$ 的数值则远小于1. 图3(c)中则给出了抽样函数项 $\text{sa}^2 \left\{ 2\pi \frac{(f - mf_B/2)T}{2} \right\}$ 的大小,根据抽样函数的性质,如果多普勒频率 f 满足

$$f = mf_B/2, \text{ 其中 } m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (19)$$

则 $(f - mf_B/2) = 0$, 此时相应多普勒频率 f 处 $\text{sa}^2 \left\{ 2\pi \frac{(f - mf_B/2)T}{2} \right\} = 1$. 根据上面的分析,并结合图3(a)-(c)可见,当平面波入射时,尽管 $m \neq 4$ 时抽样函数项 $\text{sa}^2 \left\{ \frac{(q_x + mk_w)L_x}{2} \right\}$ 的数值较小,然而,由于 $|m| < 4$ 时贝塞尔函数 $J_m^2(q_z A)$ 值较大,因此当 $m \neq 4$ 时,乘积 $J_m^2(q_z A) \text{sa}^2 \left\{ \frac{(q_x + mk_w)L_x}{2} \right\} \text{sa}^2$

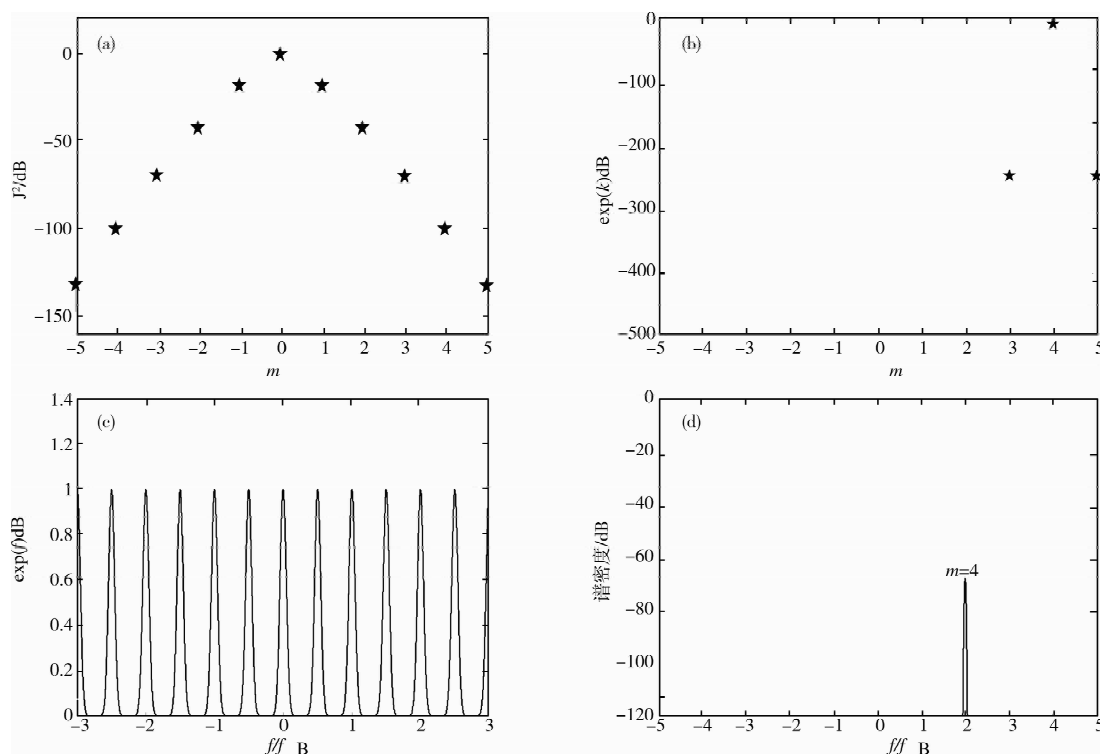
$\left\{2\pi \frac{(f-mf_B/2)T}{2}\right\}$ 的值仍然有可能较大,从而形成峰值.图 3(d) 中对应于阶数 $m=4$ 处的谱峰为 Bragg 共振峰,而对应于 $m \neq 4$ 的谱峰则为谐波峰.可见,通过图 3 这一示例可解释图 1 实验中 Bragg 共振峰和谐波峰出现的原因.

与图 3 相对应,图 4 则给出了高斯波束入射时正弦波面后向散射场的多普勒谱特征.对比图 3 和图 4 可见,图 4(b) 和图 3(b) 之间具有显著差异.图 4(b) 中,当阶数 $m=4$ 时,指数函数项 $\exp\left[-\frac{(q_x+mk_w)^2 g^2}{2}\right]$ 与公式(14) 中的抽样函数项 $\text{sa}^2\left\{\frac{(q_x+mk_w)L}{2}\right\}$ 的值相同,皆等于 1.然而,当 $m \neq 4$ 时,该指数函数项与图 3(b) 中抽样函数的数值相比较,指数函数项 $\exp\left[-\frac{(q_x+mk_w)^2 g^2}{2}\right]$ 的值迅速减小.以上原因导致图 4(d) 中仅能发现对应于阶数 $m=4$ 的 Bragg 共振峰,对应于阶数 $m \neq 4$ 的谐波峰却因为函数 $\exp\left[-\frac{(q_x+mk_w)^2 g^2}{2}\right]$ 值的迅速减小而消失.由于图 4 中高斯波束宽度参数设为 $g=L/8$,此时高斯波束能有效照射的正弦水面长度约为 $L/8$,远小于平面波所照射的正弦水面长度 L .可见,本质上谐波峰的存在并不是由于雷达照射区域的大小造成的,而是与所采用的频谱分析方法有关.当平面波入射时,公式(14) 的推导过程中,由于采用的是有限区间内积分,因此空间域和时间域的傅里叶变换均相当于采用的是矩形窗,由于积分边缘处截断效应必然会导致频率泄漏的问题.也正是频率泄漏效应导致了图 3(b) 中抽样函数项 $\text{sa}^2\left\{\frac{(q_x+mk_w)L}{2}\right\}$ 的数值当 $m \neq 4$ 也仍然相对较大,从而导致了谐波峰的出现.相对而言,当 $m \neq 4$ 时,函数 $\exp\left[-\frac{(q_x+mk_w)^2 g^2}{2}\right]$ 值要远小于抽样函数项 $\text{sa}^2\left\{\frac{(q_x+mk_w)L}{2}\right\}$ 的大小,从而高斯波束入射时谐波峰则被很好地抑制.因此,我们推测,图 1 实验结果中出现谐波峰也是相关作者在频谱分析过程中忽略频率泄漏效应的原因造成的,实验所展示的谐波峰并不是真实存在的物理现象.



注:(a) 贝塞尔函数项 $J_m^2(q_x A_1)$ 的大小;(b) 抽样函数项 $\text{sa}^2\left\{\frac{(q_x+mk_w)L}{2}\right\}$ 的大小;(c) 抽样函数项 $\text{sa}^2\left\{2\pi \frac{(f-mf_B/2)T}{2}\right\}$ 的大小;(d) 回波谱密度.

图 3 平面波入射时,正弦波面回波频谱特性分析



注:(a) 贝塞尔函数项 $J_m^2(q_z A_1)$ 的大小;(b) 指数函数 $\exp\left[-\frac{(q_x + mk_w)^2 g^2}{2}\right]$ 的大小;(c) 指数函数 $\exp\left[-4\pi^2 \frac{(f - mf_B/2)^2 g_r^2}{2}\right]$ 的大小;(d) 回波谱密度.

图 4 高斯波束入射时,正弦波面回波频谱特性分析

5 结论

本文针对平面波 / 高斯波束照射时,正弦水面回波的频谱特性进行了研究,并基于电磁散射 SSA-I 理论推导给出了相应的频谱模型.文中结果显示,当平面波照射时,后向散射回波的频谱中不仅包含 Bragg 共振峰,而且还存在谐波峰,但是,当高斯波束照射时,回波频谱中则仅存在 Bragg 共振峰.尽管平面波照射时正弦水面散射回波频谱中谐波峰存在,但这并不是真实的物理现象,而是由于频谱分析过程中矩形窗函数所引起的频率泄漏造成的.

参 考 文 献

- [1] Chapron B, Collard F, Ardhum F. Direct measurements of ocean surface velocity from space: interpretation and validation[J]. J Geophys Res, 2005, 110; C07008.
- [2] Johannessen J A, Kudryavtsev V, Akimov D, et al. On radar imaging of current features; part 2: mesoscale eddy and current front detection[J]. J Geophys Res, 2005, 110; C07017.
- [3] Kudryavtsev V, Akimov D, Johannessen J A, et al. On radar imaging of current features; part 1: model and comparison with observations[J]. J Geophys Res, 2005, 110; C002505.
- [4] Karaev V, Kanevsky M, Meshkov E. The effect of sea surface slicks on the Doppler spectrum width of a backscattered microwave signal[J]. Sensors, 2008, 8; 3780-3801.
- [5] Mouche A A, Collard F, Chapron B, et al. On the use of Doppler shift for sea surface wind retrieval from SAR[J]. IEEE Trans Geosci Remote Sensing, 2012, 50(7); 2901-2909.
- [6] Barrick D E. Extraction of wave parameters from measured HF radar sea-echo Doppler spectra[J]. Radio Sci, 1977, 12(2); 415-424.
- [7] Johnson J T, Burkholder R J, Toporkov J V, et al. A numerical study of the retrieval of sea surface height profiles from low grazing angle radar data[J]. IEEE Trans Geosci Remote Sensing, 2009, 47(3); 1641-1650.
- [8] Hwang P A, Sletten M, Toporkov J V. A note on Doppler processing of coherent radar backscatter from the water surface: With application to ocean surface wave measurements[J]. J Geophys Res, 2010, 115, C03026.
- [9] Chae C S, Johnson J T. A study of sea surface range-resolved Doppler spectra using numerically simulated low-grazing-angle backscatter data[J]. IEEE Trans Geosci Remote Sens, 2013, 51(6); 3452-3460.

- [10] Wang Y H, Li H M, Zhang Y M, et al. The measurement of sea surface profile with X-band coherent marine radar[J]. *Acta Oceanol Sin*, 2015, 34(9): 65-70.
- [11] Crombie D D. Doppler spectrum of sea echo at 13.66Mc/s[J]. *Nature*, 1955, 175: 681-682.
- [12] Lipa B J, Barrick D E. Extraction of sea state from HF radar sea echo; mathematical theory and modeling[J]. *Radio Sci*, 1986, 21(1): 81-100.
- [13] Bass F G, Fuks I M, Kalmykov A I, et al. Very-high frequency radio wave scattering by a disturbed sea surface, part II; scattering from an actual sea surface[J]. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 1968, 16(5): 560-568.
- [14] Wright J W, Keller W C. Doppler spectra in microwave scattering from wind waves[J]. *Phys Fluids*, 1971, 14: 466-474.
- [15] Soriano G, Joelson M, Saillard M, et al. Doppler spectra from a two-dimensional ocean surface at L-band[J]. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2006, 44(9): 2430-2437.
- [16] Fuks I M, Voronovich A G. Radar backscattering from Gerstner's sea surface[J]. *Waves in Random Media*, 2002, 12(3): 321-339.
- [17] Toporkov J V, Brown G S. Numerical simulations of scattering from time-varying randomly rough surfaces[J]. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2000, 38(4): 1616-1625.
- [18] Johnson J T, Toporkov J V, Brown G S. A numerical study of backscattering from time-evolving sea surfaces; comparison of hydrodynamic models[J]. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2001, 39(11): 2411-2420.
- [19] Hayslip A R, Johnson J T, Baker G R. Further numerical studies of backscattering from time-evolving nonlinear sea surfaces[J]. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2003, 41(10): 2287-2293.
- [20] Saillard M, Forget P, Soriano G, et al. Sea surface probing with L-band Doppler radar: experiment and theory[J]. *C R Physique*, 2005, 6: 675-682.
- [21] Zavorotny V U, Voronovich A G. Two-scale model and ocean radar Doppler spectra at moderate-and low-grazing angles[J]. *IEEE Trans Antennas Propagat*, 1998, 46(1): 84-92.
- [22] Romeiser R, Thompson D R. Numerical study on the Along-Track interferometric radar imaging mechanism of oceanic surface currents[J]. *IEEE Trans Geosci Remote Sensing*, 2000, 38(1): 446-458.
- [23] Wang Y H, Zhang Y M, Zhao C F. Doppler spectra of microwave scattering fields from nonlinear oceanic surface at moderate-and low-grazing angles[J]. *IEEE Trans Geosci Remote Sens*, 2012, 50(4): 1104-1116.
- [24] Wang Y H, Zhang Y M, Guo L X. Microwave Doppler spectra of sea echoes at high incidence angles; influences of large-scale waves[J]. *Progress in Electromagnetics Research B*, 2013, 48: 99-113.
- [25] Wang Y H, Zhang Y M, Li H M, et al. Doppler spectrum of microwave SAR signals from two-dimensional time-varying sea surface[J]. *J Electromag Waves Appl*, 2016, 30(10): 1265-1276.
- [26] 王蕊, 郭立新, 张策. 油膜覆盖的非线性海面电磁散射多普勒谱特性研究[J]. *物理学报*, 2018, 67(22): 224102.
- [27] 张金鹏, 张玉石, 李清亮, 等. 基于不同散射机制特征的海杂波时变多普勒谱模型[J]. *物理学报*, 2018, 67(3): 034101.
- [28] Wen B Y, Li K. Frequency shift of the Bragg and Non-Bragg backscattering from periodic water wave[J]. *Scientific Reports*, 2016, 315(88): 1-7.
- [29] Franceschetti G, Iodice A, Riccio D. Scattering from dielectric random fractal surfaces via method of moments[J]. *IEEE Trans, Antennas Propag*, 2000, 38(4): 1644-1655.
- [30] Voronovich A G. *Wave Scattering from Rough Surface*[M]. Berlin: Springer-Verlag Heidelberg, 1994.

Spectral Peak Characteristics of Plane/Gaussian Beam Scattering from Sinusoidal Water Waves

ZHANG Yan-min¹ WANG Yun-hua^{1,2}

(1. School of Information Science & Engineering, Ocean University of China, Qingdao 266100, China; 2. Laboratory for Regional Oceanography and Numerical Modeling, Qingdao National Laboratory for Marine Science and Technology, Qingdao 266237, China)

Abstract The spectral peaks of electromagnetic (EM) scattering echoes are presented when the sinusoidal water surface is illuminated by a plane EM wave and a Gaussian beam. It is generally recognized that the Doppler frequency corresponding to the spectral peak is determined by phase velocity of the water wave. However, the results of the recent wave tank experiment demonstrate that not only the spectral peak corresponding to the phase velocity of water wave but also other equally spaced harmonic peaks can also be found when an EM wave is illuminated on a sinusoidal water surface. To better explain these phenomena, a theoretical model for the spectra from the simple water wave are derived by the first-order small slope approximation theory (SSA-I). The theoretical model results show that the harmonic peaks are caused by the frequency leakage effect, rather than the real physical phenomenon of the water surface echoes.

Key words electromagnetic scattering; Doppler spectrum; sinusoidal water surface; gaussian beam