

文章编号: 1001- 2486(2009) 05- 0092- 05

运动声呐海底混响建模及仿真研究*

郭熙业, 苏绍 , 王跃科

(国防科技大学 机电工程与自动化学院, 湖南 长沙 410073)

摘要: 在水平不变海洋声道中, 基于声源和接收器运动情况下窄带脉冲声传播表达式, 导出了收发合置声呐在水平运动情况下的海底混响信号模型。针对模型仿真, 提出了一种基于距离- 方位角单元结构的混响时间序列仿真方法, 该方法能够有效解决时延- 多普勒单元内不同模态简正波相关散射系数难以表达的问题, 并且实现了任意单元的时延- 多普勒间隔小于额定分辨率。仿真结果的功率谱及概率密度分布情况显示了建模及仿真方法的有效性。

关键词: 海底混响; 运动; 建模; 仿真

中图分类号: TB566 文献标识码: A

Research on Modeling and Simulating Seafloor Reverberation with the Moving Sonar

GUO Xi-ye, SU Shao-jing, WANG Yue-ke

(College of Mechatronics Engineering and Automation, National Univ. of Defense Technology, Changsha 410073, China)

Abstract: Based on the representation of impulsive sound propagation with the moving source and receiver, a seafloor reverberation signal model is derived from the monostatic sonar moving horizontally in horizontally stratified oceans. Then, a method for simulating reverberation time series is presented with the seafloor divided into range azimuth cell. It is found that the method can effectively solve the problem that correlated scatter coefficient between different normal modes is difficult to be expressed, and the delay-doppler distance for any cell is less than rated resolution. The power spectrum and the probability density of simulation results show the validity of the modeling and simulation method.

Key words: seafloor reverberation; moving; modeling; simulation

工作于浅海海域的主动声呐通常会受到海底混响的干扰。海底混响的建模有助于研究海底混响特性, 从而为声呐系统抗混响设计提供理论参考, 而海底混响时间序列的仿真能够为声呐系统测试提供试验数据。国外在上世纪 80 年代广泛开展了水平运动声呐的混响建模及仿真研究^[1]。混响模型中采用射线理论描述声波传播过程, 并且只考虑直达声线的作用。实际海洋环境中, 声线在传播过程中会发生弯曲以及多途传播的现象, 而忽略这些因素会导致混响幅度起伏预测的不准确性, 另外, 随着传播距离增加, 本征声线数量会显著提高, 因此, 射线理论也不适于远程混响的计算。

本文针对海洋水平不变声道开展了基于简正波理论的水平运动声呐海底混响建模及仿真研究, 这方面的研究还很少。张仁和等在 Schmidt&Kuperman 的研究成果的基础上建立了声源和接收器运动情况下窄带脉冲声传播模型^[2], 在此基础上, 本文导出了收发合置声呐在水平运动情况下的窄带海底混响信号表达式, 并提出了一种基于距离- 方位角单元结构的混响时间序列仿真方法, 最后, 通过仿真试验初步验证了建模及仿真方法的有效性。

1 水平运动收发合置声呐海底混响模型

在海洋空间建立柱坐标系, 空间坐标为 (r, φ, z) 。海面深度为 0, 海底深度为 z_b , 在与海底、海面平行的平面内形成极坐标系。合置声呐初始位置位于 $(0, 0, z_s)$, 并以恒定的速度 v_s 沿极轴方向($\varphi=0$)运

* 收稿日期: 2009- 04- 29

作者简介: 郭熙业(1981-), 男, 博士生。

动, 如图 1 所示。声源的发射声波传播至海底散射体形成散射波, 而大量散射体的散射回波在接收换能器叠加形成混响信号。

1.1 散射体入射声波

声源初始位置位于 $(0, 0, z_s)$, 海底任意散射体位于 (r_b, φ_b, z_b) , 其位置固定, 声源相对于散射体的径向速度为 v 。根据文献[1]给出的运动声源与声呐的脉冲声筒正波表达式, 输入窄带复信号 $x_{inc}(t) = x_{inc}(t) e^{-j\omega_0 t}$, 得到散射体入射声波脉冲表达式为

$$p_{inc}(t) = \sqrt{2\left(\mathcal{T}_{r_{inc}}\right)} e^{i\pi^4} \sum_m \Psi_m(z_s, \omega_0) \Psi_m(z_b, \omega_0) \sqrt{\mu_m(\omega_0)} \exp[-\beta_m(\omega_0) r_{inc}] p_{inc,m}(t) \quad (1)$$

式中, ω_0 为输入信号的中心频率, Ψ_m 为简正波特征函数, Ψ_m 为特征函数的下行波分解^[3], μ_m 为简正波水平波数, β_m 为简正波衰减系数, $r_{inc} = r_b, p_{inc,m}(t)$ 为

$$p_{inc,m}(t) = \frac{1}{1 + \gamma_{inc,p}} x_{inc} \left[\frac{1}{1 + \gamma_{inc,p}} (t - \tau_{m,inc,g}) \right] \exp \left[- \frac{i\omega_0}{1 + \gamma_{inc,p}} (t - \tau_{m,inc,p}) \right] \quad (2)$$

式中, x_{inc} 为输入窄带信号复包络, $\tau_{m,inc,g} = r_b/v_{m,g} [\omega_0/(1 + \gamma_{inc,p})]$, $\tau_{m,inc,p} = r_b/v_{m,p} [\omega_0/(1 + \gamma_{inc,p})]$, $\gamma_{inc,p} = -v/v_{m,p}(\omega_0)$, $\gamma_{inc,g} = 0$, $v_{m,g}$ 为简正波群速, $v_{m,p}$ 为简正波相速。

1.2 散射体散射声波

计算散射声波时, 海底散射体变为声源, 位于 (r_b, φ_b, z_b) , 接收器初始位置位于 $(0, 0, z_s)$, 运动速度为 $-v_s$, 相对于散射体的径向速度为 $-v$ 。对于输入窄带复信号 $x_{scat}(t) = x_{scat}(t) e^{-j\omega_1 t}$, 散射声波脉冲表达式为

$$p_{scat}(t) = \sqrt{2\left(\mathcal{T}_{r_{scat}}\right)} e^{i\pi^4} \sum_n SS(\theta_m, \theta_n) \Psi_n(z_s, \omega_1) \Psi_n^+(z_b, \omega_1) \sqrt{\mu_n(\omega_1)} \exp[-\beta_n(\omega_1) r_{scat}] p_{scat,n}(t) \quad (3)$$

式中, $SS(\theta_m, \theta_n)$ 为散射体散射系数, θ_m 为入射掠射角, θ_n 为散射掠射角, ω_1 为发射信号的中心频率, Ψ_n^+ 是本征函数的上行波分解^[3], $r_{scat} = r_b - vt$, $p_{scat,n}(t)$ 表示为

$$p_{scat,n}(t) = \frac{1}{1 + \gamma_{scat,p}} x_{scat} \left[\frac{1}{1 + \gamma_{scat,p}} (t - \tau_{n,scat,g}) \right] \exp \left[- \frac{i\omega_1}{1 + \gamma_{scat,p}} (t - \tau_{n,scat,p}) \right] \quad (4)$$

式中, x_{scat} 为输入窄带信号复包络, $\tau_{n,scat,g} = r_b(1 + \gamma_{scat,g})/v_{n,g} [\omega_1/(1 + \gamma_{scat,p})]$, $\gamma_{scat,p} = -v/v_{n,p}(\omega_1)$, $\tau_{n,scat,p} = r_b(1 + \gamma_{scat,g})/v_{n,p} [\omega_1/(1 + \gamma_{scat,p})]$, $\gamma_{scat,g} = -v/v_{n,g}(\omega_1)$ 。

1.3 散射体的散射回波及混响信号

散射回波是由散射体入射声波激励的散射波。以入射声波复包络 $p_{inc}(t) = p_{inc}(t) e^{i\frac{\omega}{1 + \gamma_{inc,p}} t}$ 替代式(4)中 $x_{scat}(t)$, 并以 $\omega_0/(1 + \gamma_{inc,p})$ 替代式(3), (4)中的 ω_1 , 得到单个散射体的散射回波信号:

$$p_{rw,i} = 2R \left[\frac{2}{\pi} e^{i\pi^2} \frac{1}{(1 + \gamma_{scat,p})(1 + \gamma_{inc,p})} \sqrt{\frac{1}{r_{scat} r_{inc}}} \sum_m \sum_n \Psi_m(z_s, \omega_0) \Psi_m^+(z_b, \omega_0) SS(\theta_m, \theta_n) \right. \\ \left. \Psi_n(z_s, \frac{\omega_0}{1 + \gamma_{inc,p}}) \Psi_n^+(z_b, \frac{\omega_0}{1 + \gamma_{inc,p}}) \sqrt{\mu_m(\omega_0) \mu_n(\frac{\omega_0}{1 + \gamma_{inc,p}})} \exp \left[- \beta_m(\omega_0) r_{inc} - \beta_n(\frac{\omega_0}{1 + \gamma_{inc,p}}) r_{scat} \right] \right. \\ \left. \exp \left\{ - \frac{i\omega_0}{1 + \gamma_{inc,p}} \left[\frac{1}{1 + \gamma_{scat,p}} (t - \tau_{n,scat,p}) - \tau_{m,inc,p} \right] \right\} x_{inc} \left\{ \frac{1}{1 + \gamma_{inc,p}} \left[\frac{1}{1 + \gamma_{scat,p}} (t - \tau_{n,scat,g}) - \tau_{m,inc,g} \right] \right\} \right] \quad (5)$$

混响信号为散射体散射回波的叠加结果:

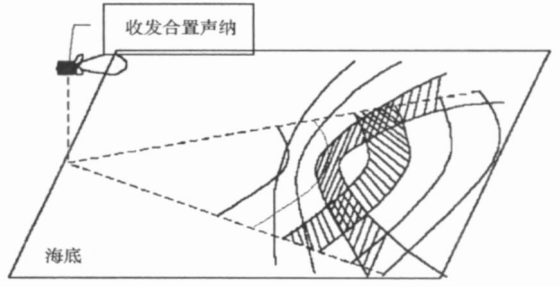


图 1 模型空间几何关系

Fig. 1 Model geometry

$$p_{rev}(t) = \sum_{i=1}^{I(t)} p_{rev,i} \quad (6)$$

式中, $I(t)$ 为 t 时刻对形成混响有贡献的散射体数量。

2 模型仿真

如果直接按照式(6)计算混响信号, 会因为散射体数量庞大而难以计算。通常将那些对于混响信号有贡献的散射体按照如图1所示的时延-多普勒单元进行划分, 在时延-多普勒单元内, 时延-多普勒间隔(单元内不同散射体回波之间的最大时延-多普勒差值)等于额定时延-多普勒分辨率, 因此, 可认为散射体散射回波的时延及多普勒频率相等, 从而便于时延-多普勒单元回波信号的计算, 而不同时延-多普勒单元回波信号的累加结果即为混响信号。不同的时延-多普勒单元虽然具有相同的时延-多普勒间隔, 但它们对应的距离-方位角间隔往往不同, 这使得海底极坐标系内单元散射系数的计算变得复杂, 为此, 考虑建立距离-方位角单元, 而任意单元的时延-多普勒间隔不能大于额定分辨率。

2.1 方位角单元、距离单元及有效散射区域

2.1.1 方位角单元

方位角单元是指方位角间隔相同的单元。忽略声呐运动过程中径向速度 v 变化以及仿真时间内掠射角变化的影响, 对于远程混响, $v \approx v_s \cos \varphi$, 即相同方位角 φ 方向上径向速度相同。根据式(5), 多普勒角频率为

$$\omega_{mn} = \left(\frac{1}{1 + v_{x,\alpha,p}} \right) \left(\frac{1}{1 + v_{inc,p}} \right) \omega_0 = \left(\frac{1}{1 - v/v_{m,p}} \right) \left(\frac{1}{1 - v/v_{n,p}} \right) \omega_0 = \left(\frac{1}{1 - v_s \cos \varphi / v_{m,p}} \right) \left(\frac{1}{1 - v_s \cos \varphi / v_{n,p}} \right) \omega_0 \quad (7)$$

由式(7), 如果按照统一的额定多普勒分辨率建立多普勒单元, 其方位角间隔不同, 这种差异带来了单元散射系数表达的复杂性, 因此, 首先将不同模态组合的多普勒单元进行统一, 统一单元的多普勒频率间隔不能大于额定多普勒分辨率。

统一单元内径向速度 v 介于 $[v^-, v^+]$, 并且 $v \ll v_{m,p}$, $v \ll v_{n,p}$, 根据式(7), ω_{mn} 关于 v 的导数为

$$\frac{d\omega_{mn}}{dv} = \frac{\omega_0}{v_{m,p}(1 - v/v_{n,p})(1 - v/v_{m,p})^2} + \frac{\omega_0}{v_{n,p}(1 - v/v_{m,p})(1 - v/v_{n,p})^2} > 0 \quad (8)$$

ω_{mn} 为 v 的增函数, 因此, 统一单元的多普勒频率间隔 $\Delta\omega_{mn}$ 可表示: $\Delta\omega_{mn} = \int_{v^-}^{v^+} \frac{d\omega_{mn}}{dv} dv$, 根据式(8), $d\omega_{mn}/dv$ 关于 $v_{n,p}$, $v_{m,p}$ 均为减函数, 因此, 如果以模态组合 $[m_0 | \min(v_{m,p}), n_0 | \min(v_{n,p})]$ 的多普勒单元作为统一单元, 则其他模态组合在统一单元内的多普勒频率间隔必然小于额定多普勒分辨率 $\Delta\omega$ 。

$[m_0, n_0]$ 的多普勒单元在不同的方位角方向仍然具有不同的速度间隔, 将其统一为具有相同速度间隔的速度单元。根据式(8), $d\omega_{mn}/dv$ 关于 v 为增函数, 因此, 如果以包含极轴 ($v = v_s$) 的多普勒单元作为统一的速度单元, 那么, 在其他方位角上, 单元的多普勒频率间隔必然小于额定多普勒分辨率。在此基础上, 进一步将速度单元统一为方位角单元, v 为 φ 的减函数, 而 $|dv/d\varphi|$ 关于 φ 为增函数, 因此, 如果以包含极轴垂线 ($\varphi = \pm \pi/2$) 的速度单元作为统一的方位角单元, 那么, 在其他方位角上单元的多普勒频率间隔必然小于额定多普勒分辨率。为了实现方位角单元在方位角方向的完全覆盖, 还需要波束宽度 B_φ 被 $\Delta\varphi$ 整除。综合上述过程, 给出求解 $\Delta\varphi$ 的数学表达式:

$$\begin{cases} \max \Delta\varphi \\ \omega_0 \left\{ 1/\left[\left(1 - v_s/v_{m_0,p}\right) \left(1 - v_s/v_{n_0,p}\right) \right] - 1/\left[\left(1 - v/v_{m_0,p}\right) \left(1 - v/v_{n_0,p}\right) \right] \right\} = \Delta\omega \\ v_s \cos(\pi/2 - \Delta\varphi) = v_s - v \\ B_\varphi / \Delta\varphi \in Z \end{cases} \quad (9)$$

2.1.2 距离单元

距离单元是指距离间隔相同的单元。令 $g_1(t, r, v) = \frac{1}{1 + v_{inc,p}} \left[\frac{1}{1 + v_{scat,p}} (t - \tau_{n,scat,g}) - \tau_{m,inc,g} \right]$,

$g_2(t, r) = t - \tau_{n,g} - \tau_{m,g} + j \Delta T_x / 2$, 其中, ΔT_x 表示额定时延分辨率, j 为整数, 且 $j \geq 0$, $\tau_{n,g} = r / v_{n,g}(\omega_0)$, $\tau_{m,g} = r / v_{m,g}(\omega_0)$ 。由于接收器的相对运动方向与声波传播方向相反, 导致声波包络的传播时间缩短, 接收信号超前, 并且随着速度的增加, 超前量增加, 因此, $[g_1(t, r, v) - g_2(t, r)]$ 随着 v 的增加而增加。

在 x_{inc} 的时长范围内, $g_2(t, r)$ 所表示的距离单元的时延为

$$g_2(t, r) = k \Delta T_{x, mn} \quad 0 \leq k \leq [T_x / \Delta T_{x, mn}], k \in Z \quad (10)$$

式中, $\Delta T_{x, mn}$ 为距离单元的时延间隔, T_x 为信号时长, $[\]$ 表示取整操作。对于 $v \in [v^-, v^+]$, 在时长范围内 $g_2(t, r)$ 可以替代 $g_1(t, r, v^\varphi)$ 就等价于在式 (10) 中所表示的任意距离单元上满足: $[g_1(t, r, v^-) - g_2(t, r)] \geq -\Delta T_x / 2$ 以及 $0 \leq [g_1(t, r, v^+) - g_2(t, r)] \leq \Delta T_x / 2$, 而在满足该条件的 t 的取值范围内, 对于混响信号的计算, $g_2(t, r)$ 与 $g_1(t, r, v^\varphi)$ 完全等价。随着 $g_2(t, r)$ 中 j 的变化, t 的取值范围也将在距离方向延伸, 然而, t 的取值范围受到 $\Delta v = v^+ - v^-$ 的影响, Δv 越小, t 的取值范围越大。可以选择方位角单元的径向速度间隔作为 Δv , 当所求混响信号时刻超过取值范围, 则需要对方位角单元做进一步细分。

在方位角单元内, 以 $g_2(t, r)$ 替换 $g_1(t, r, v^\varphi)$ 后, 时延单元的距离间隔为

$$\Delta r_{mn} = \Delta T_x / \left(1/v_{m,g} + 1/v_{n,g} \right) \quad (11)$$

式中, ΔT_x 表示额定时延分辨率。为了便于单元散射系数的表达, 将不同模态组合的时延单元统一为 $[m \text{ or } \min(v_{m,g}), n \text{ or } \min(v_{n,g})]$ 的时延单元, 并由此形成了统一的距离单元, 距离间隔 $\Delta r = \frac{\Delta T_x}{1/v_{m_0,g} + 1/v_{n_0,g}}$,

而其他模态组合在距离单元内的时延间隔 $\Delta T_{x, mn}$ 小于额定时延分辨率 ΔT_x 。

2.1.3 有效散射区域

有效散射区域是指某一时刻对产生混响信号有贡献的区域。在距离方向受到信号时长的限定。

$$r_{mn}^- = \left(t + j \Delta T_x / 2 - T_x \right) / \left(1/v_{m,g} + 1/v_{n,g} \right), r_{mn}^+ = \left(t + j \Delta T_x / 2 \right) / \left(1/v_{m,g} + 1/v_{n,g} \right) \quad (12)$$

在方位角方向则受到波束宽度的限定。

2.2 仿真试验

仿真流程如下: (1) 按照 $\Delta \varphi$ 划分方位角单元。(2) 在某方位角单元内, 针对某模态组合, 计算有效散射区域, 并按照 Δr 划分距离-方位角单元。(3) 累加有效散射区域内距离-方位角单元的散射回波信号, 得到该模态组合对应的混响信号。(4) 累加所有模态组合的混响信号。(5) 累加所有方位角单元的混响信号得到总的混响信号。

假设散射体独立分布, 那么, 距离-方位角单元的散射系数独立, 而大量散射体的存在使得单元散射系数服从高斯分布。单元散射系数可表示为

$$S(\theta_m, \theta_n) = \sqrt{\eta(\theta_m, \theta_n)} \sqrt{\Delta A} [N(0, 1) + iN(0, 1)] \quad (13)$$

式中, $\eta(\theta_m, \theta_n)$ 表示单位面积散射强度, 单元面积 $\Delta A = \pi[(r + \Delta r)^2 - r^2] \Delta \varphi / 360$, $N(0, 1)$ 表示标准正态分布。 $S(\theta_m, \theta_n)$ 包含了单个散射体随机散射系数 $SS(\theta_m, \theta_n)$ 以及散射体随机分布引起的随机相位项 $\frac{i\omega_0}{1 + \gamma_{inc,p}} \left[\frac{1}{1 + \gamma_{scat,p}} \tau_{n, scat,p} + \tau_{m, inc,p} \right]$ 的影响。参数 μ, β, v_g, v_p 由 KRAKEN 方法计算, 而 Ψ, Ψ^-, Ψ^+ , θ 由 WKBZ 方法计算^[5]。根据 Lambert 定律, 散射强度 η 表示为

$$\eta(\theta_m, \theta_n) = 10^{\frac{\mu}{10}} \sin \theta_m \sin \theta_n \quad (14)$$

式中, $\mu = -27 \text{ dB}$, θ_m, θ_n 分别表示声波的入射掠射角及散射掠射角。

仿真条件如下: 浅海深度 100m, 声速按照等负梯度分布, 最大声速 1529m/s, 最小声速 1519m/s, 海水密度 1.024 g/cm^3 , 海底声速 1610m/s, 海底密度 1.84 g/cm^3 , 衰减系数 $0.37 \text{ dB}/\lambda$, 收发合置的声源与接收声换能器位于 50m 深处, 运动速度 3m/s, 方位角束宽 $B_\varphi = 24^\circ$ 。发射声波信号采用线性调频信号, 持续时间 25ms, 带宽 50Hz, 中心频率为 1500Hz, 采样频率 5000Hz。设置额定多普勒分辨率 $\Delta \omega = 0.5 \text{ Hz}$, 额定

延分辨率 $\Delta T_x = 5\text{ms}$ 。根据式(9)计算出方位角单元的方位角间隔 $\Delta\varphi = 4.8^\circ$ ，而距离单元的距离间隔 $\Delta r = 3.62\text{m}$ ，并且在 $t \in [0, 0.5\text{s}]$ 范围内，所有模态组合在束宽内的任意方位角单元均可以由 $g_2(t, r) = t - \tau_{n,g} - \tau_{m,g}$ 替代的 $g_1(t, r, v\varphi)$ 。在上述仿真条件下，仿真了混响时间序列瞬时值、自相关函数、功率谱以及瞬时值的概率密度分布情况。

仿真结果显示：仿真混响时间序列具有显著的混响信号幅度起伏特征，反映出声波在传播过程中由扩展损失及吸收损失引起的衰减。如图3所示，瞬时值的概率密度分布与理论高斯分布相吻合。如图4所示，自相关函数的对比反映出二者时间相关半径基本一致，但混响信号自相关函数存在拖尾。如图5所示，混响功率谱与发射信号基本一致，但存在一定程度展宽，并且载波存在一定程度频移，这是由声呐平台与散射体的相对运动引起的。

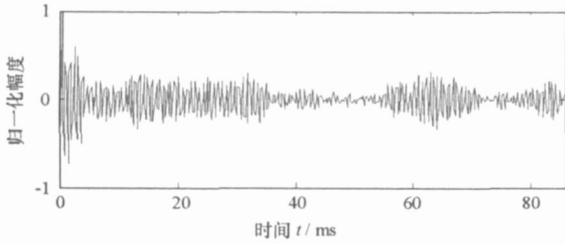


图2 混响瞬时值

Fig. 2 The instantaneous value of reverberation

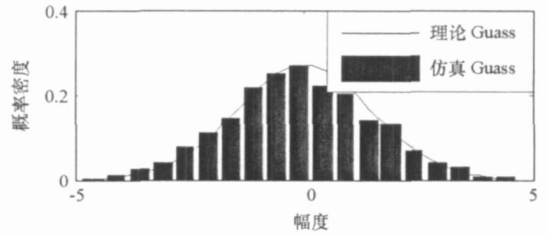


图3 混响概率分布

Fig. 3 The probability density of reverberation

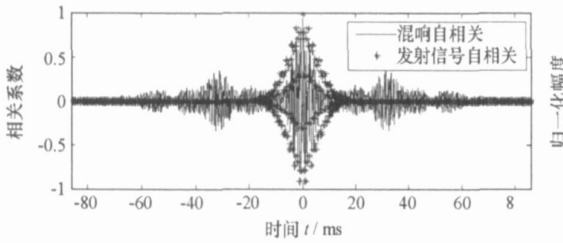


图4 自相关

Fig. 4 The temporal auto-correlative coefficient

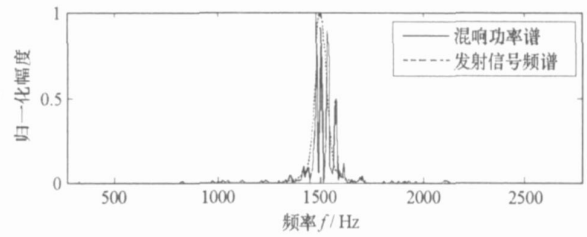


图5 功率谱

Fig. 5 The power spectrum

3 结论

本文针对水平不变海洋声道导出了水平运动声呐的窄带海底混响信号模型。该模型表明：受到声呐运动的影响，声源发射的窄带声波信号在传播过程中发生了包络的时间压缩以及载波的多普勒频移，受此影响，散射波的载波频率与入射波相比发生了频移。另外，不同模态之间群速及相速的不一致导致相同时延-多普勒单元在海底形成的距离-方位角间隔却不同，使得单元散射系数的表达变得异常复杂，为克服该问题，本文设计了一种基于距离-方位角单元结构的混响时间序列仿真方法，能够确保任意距离-多普勒单元对应的时延-多普勒间隔小于额定值。最后，对混响时间序列瞬时值，功率谱以及瞬时值的概率密度分布进行了仿真，仿真结果显示：功率谱宽度与发射信号基本一致，但由于受声呐与散射体相对运动影响，存在一定程度展宽及载波频移，而瞬时值的概率密度分布与理论高斯分布相吻合。然而，这仅仅是对本文方法有效性的初步验证，对于方法的实用性及优越性还需要更加广泛和深入的仿真及试验验证。

参考文献:

[1] Luby J C, Lytle D W. Autoregressive Modeling of Nonstationary Multibeam Sonar Reverberation[J]. IEEE J. Oceanic Eng., 1987, 12(1): 116- 129.
 [2] 张仁和, 黄晓砥, 宫在晓. 运动声源与接收器的脉冲简正弦波传播[J]. 声学学报, 2004, 29(4): 308- 312.
 [3] LePage K D. Statistics of Broad-band Bottom Reverberation Predictions in Shallow-water Waveguides[J]. IEEE J. Oceanic Eng., 2004, 29(2): 330- 346.
 [4] 杨俊岭, 黄晓斌, 万建伟. 基于高斯序列乘积和的相干非高斯分布杂波模拟新方法[J]. 国防科技大学学报, 2006, 28(5): 58- 62.
 [5] 张仁和, 何怡, 刘红. 水平不变海洋声道中的 WKBJ 简正弦波方法[J]. 声学学报, 1994, 19(1): 1- 12.