

刚体地球大洋潮波数值模拟

谭 亚 张君伦

(河海大学交通与海洋工程学院 江苏 南京 210098)

摘要 :假定地壳为刚体 ,在旋转的地球上 ,水圈主体是世界大洋 .考虑月球引潮力的作用 ,以及海底摩擦和海水紊动等诸多因素的影响 ,初步探讨大洋潮波的运动和分布规律 .

关键词 :潮汐 ;大洋潮波 ;数值模型

中图分类号 :P731.23 文献标识码 :A 文章编号 :1000-1980(2002)03-0077-03

全球潮波的模拟早在 20 世纪初就开始了 ,许多学者对大洋潮波模拟提出各种经验的、理论的或半经验半理论的数值模拟方法 ,给出许多有价值的结果 .Hansen 1956 年提出用 H.N.(流体动力学)方法研究大洋潮波的运动 ,Zahel 1970 年具体探讨了应用 H.N.方法计算世界大洋的潮汐^[1] ,Pekris 和 Accad 1969 年给出了计算的 M₂ 分潮的潮汐图^[2] .随着计算科学理论的发展以及高速大容量计算机的出现 ,精确模拟大洋中的潮波运动成为可能 .大洋潮波的数值模拟为今后进一步研究大洋潮波的形成机制、海底地貌形态以及完善近岸浅水潮波数值模型打下了理论基础 .

月球对地球的引潮力 ,使地球的气圈、水圈和岩石圈出现潮汐现象 .水圈中的潮汐 ,主要是大洋的潮波运动 ,岩石圈的潮汐表现为弹性—塑性体的地壳的周期性升降 ,简称地潮 .水圈中的潮波与岩石圈的地潮两者相互影响 .为简单起见 ,本文假定地壳为刚体 ,不会发生地潮 ,研究水圈中的大洋潮汐的分布和传播 .

1 数 学 模 型

由于海洋潮汐现象实质上是一种长波运动 ,故本文采用二维全球强迫潮波基本方程^[3] :

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + 2\omega \cos\theta &= -\frac{gD}{R\sin\theta} \frac{\partial}{\partial\lambda}(\xi - \xi_0) - \frac{\tau}{D^2} \sqrt{u^2 + v^2} u + K_h \Delta u \\ \frac{\partial v}{\partial t} - 2\omega \cos\theta &= -\frac{gD}{R} \frac{\partial}{\partial\lambda}(\xi - \xi_0) - \frac{\tau}{D^2} \sqrt{u^2 + v^2} v + K_h \Delta v \\ \frac{\partial \xi}{\partial t} + \frac{1}{R\sin\theta} \left[\frac{\partial u}{\partial\lambda} + \frac{\partial}{\partial\theta}(v\sin\theta) \right] &= 0 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

式中 : u 、 v —— λ 、 θ 向的流量分量 ; λ 、 θ ——格林威治子午线向东的经度、余纬度 ; ξ ——水位的垂直位移 ; D ——大洋的深度 ; τ ——底摩擦系数 ; K_h ——水平湍流摩擦系数 ; R ——地球半径 ; ω ——地球自转角速度 ; ξ_0 ——平衡潮潮高 , $\xi_0 = 0.2425 \sin^2\theta \cos(\sigma t + 2\lambda)$;球面坐标系的 Laplace 算子 :

$$\Delta = \frac{1}{R\sin\theta} \left[\frac{\partial}{\sin\theta \partial\lambda^2} + \frac{\partial}{\partial\theta} \left(\sin\theta \frac{\partial}{\partial\theta} \right) \right]$$

为了解出方程组 (1) ,必须考虑方程的初始条件和边界条件 .

初始条件

$$u, v|_{t=0} = 0 \qquad \frac{\partial \xi}{\partial \theta}, \frac{\partial \xi}{\partial \lambda}|_{t=0} = 0$$

边界条件

$$u, v|_{\Gamma_h} = 0$$

式中 Γ_h 为岸边界 .

2 计 算 实 施

计算实际海洋中的 M₂ 分潮的分布规律 ,实际计算中采用实际大洋的水深 ,全球水深数据依据世界全图

中的水深分布,计算网格尺寸为 $1^{\circ} \times 1^{\circ}$,计算区域的经、纬度分别从 $0^{\circ}\text{E} \sim 0^{\circ}\text{W}$, $90^{\circ}\text{N} \sim 90^{\circ}\text{S}$. 数值计算方法采用分式步长、半隐半显的差分方法,采用交错网格,在球面坐标系下离散了该方程组,得到相应的差分格式,按非恒定流方法,从假想初始时刻潮流流场及潮位分布开始,计算得到稳定性状态为止. 离散格式如下:

$$\begin{aligned} \frac{v^{k+1/2} - v^k}{\tau} - \omega u^k \cos \theta &= -\frac{gD}{2R} \frac{\partial}{\partial \theta} (\xi^k - \xi_0^{k+1/2}) - \frac{\tau}{D^2} \sqrt{(u^k)^2 + (v^k)^2} v^{k+1/2} + \frac{K_h}{2a^2} \Delta v^{k+1/2} \\ \frac{u^{k+1/2} - u^k}{\tau} + \omega v^{k+1/2} \cos \theta &= -\frac{gD}{2R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\xi^k - \xi_0^{k+1/2}) - \frac{\tau}{D^2} \sqrt{(u^k)^2 + (v^k)^2} u^{k+1/2} + \frac{K_h}{2a^2} \Delta u^k \\ \frac{\partial \xi^{k+1}}{\partial \lambda} &= \frac{\partial \xi^k}{\partial \lambda} - \frac{\Delta t}{R} \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \left[\left(\frac{v^{k+1/2} + v^k}{2} \sin \theta \right)_{\theta} + \left(\frac{u^{k+1} + u^{k+1/2}}{2} \right)_{\lambda} \right] \right\} \\ \frac{\partial \xi^{k+1}}{\partial \theta} &= \frac{\partial \xi^k}{\partial \theta} - \frac{\Delta t}{R} \left\{ \frac{1}{\sin \theta} \left[\left(\frac{v^{k+1} + v^{k+1/2}}{2} \sin \theta \right)_{\theta} + \left(\frac{u^{k+1/2} + u^k}{2} \right)_{\lambda} \right] \right\} \\ \frac{u^{k+1} - u^{k+1/2}}{\tau} + \omega v^{k+1/2} \cos \theta &= -\frac{gD}{2R \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \lambda} (\xi^{k+1} - \xi_0^{k+1}) - \frac{\tau}{D^2} \sqrt{(u^{k+1/2})^2 + (v^{k+1/2})^2} u^{k+1} + \frac{K_h}{2a^2} \Delta u^{k+1} \\ \frac{v^{k+1} - v^{k+1/2}}{\tau} - \omega u^{k+1} \cos \theta &= -\frac{gD}{2R} \frac{\partial}{\partial \theta} (\xi^{k+1} - \xi_0^{k+1}) - \frac{\tau}{D^2} \sqrt{(u^{k+1/2})^2 + (v^{k+1/2})^2} v^{k+1} + \frac{K_h}{2a^2} \Delta v^{k+1/2} \end{aligned}$$

式中 $(\cdot)_{\theta}$ 表示前差 $(\cdot)_{\lambda}$ 表示后差.

除此之外,由于本文建立的是全球潮波数值模式,故在开边界左右两边 u , v 和 ξ 是连续的,同时,还要考虑到全球水体总量保持不变. 本模式中底摩擦系数为常数0.003, K_h 为常数1000^[1]. 具体计算结果见图1 2.

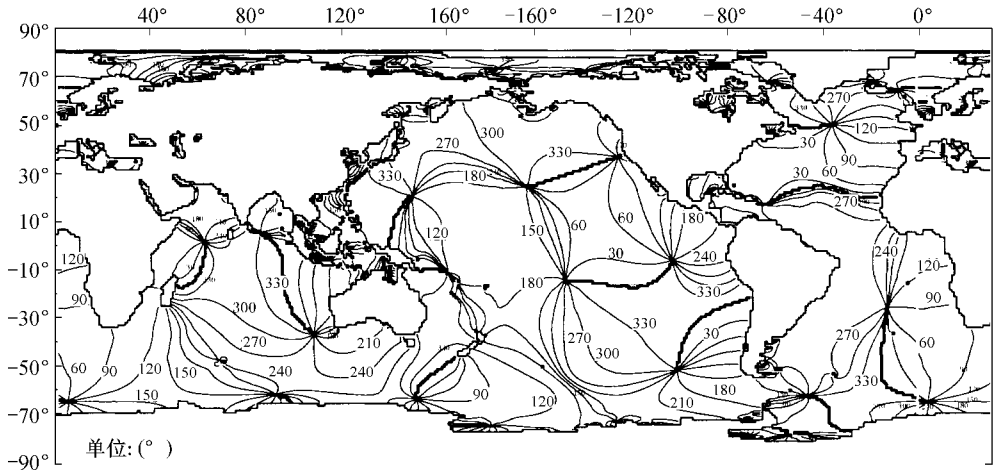


图1 M₂分潮同潮时线

Fig.1 Iso-phase lines of constituent M₂

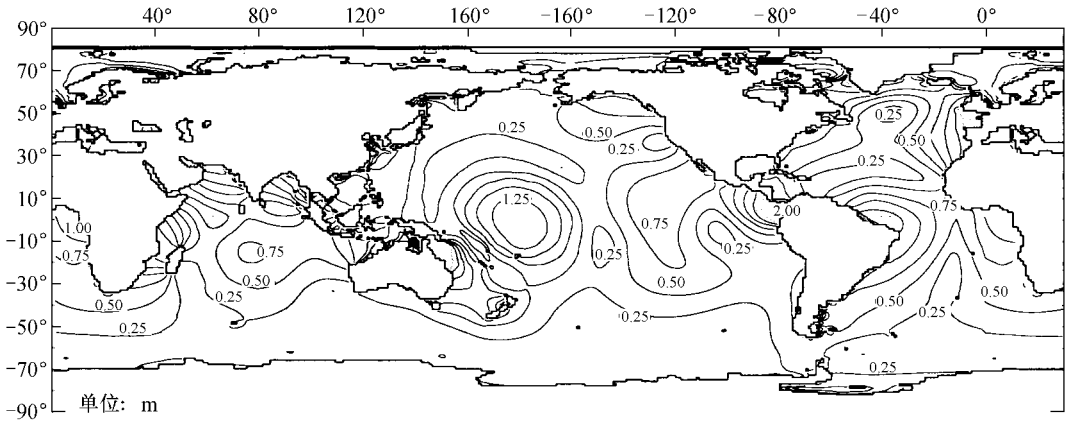


图2 M₂分潮等振幅线

Fig.2 Iso-amplitude lines of constituent M₂

3 全球潮波的分布规律

根据 M_2 分潮等振幅线和同潮时线 ,世界大洋半日潮可以看成几乎是正交驻波叠加的结果 ,在太平洋上形成 7 个旋转潮波系统.从空间分布上可以看出有 3 个带 :南面 ,从澳大利亚经过新西兰倒伸到南美西海岸 ;中间 ,从土阿莫岛穿过太平洋到墨西哥沿岸 ;北面 ,从北美洲西海岸到日本列岛.

在印度洋主要有 3 个旋转潮波 :位于阿拉伯海 ,孟加拉湾 ,澳大利亚西南沿海.大西洋像是一个经向很长而宽度变化的海湾 ,这种形状的特殊性使得这个海区的潮汐具有一定的特性 ,在这里清楚地分出西北到东南的驻波振动 ,这种驻波振动形成 3 个旋转潮波 ,分别在南大西洋中央部分 ,加勒比海和北大西洋中央部分.

从等振幅线中可以看出 , M_2 分潮潮波的振幅大部分小于 1 m ,但在某些沿岸地区 ,振幅可达到 2 m 以上 ,其中在南美亚马逊河口 ,印度洋中孟加拉湾的恒河口都是最大振幅所在点 ,最大振幅可达到 2 m 以上.

4 结 论

综上可得 ,本文用数值模拟的手段模拟出全球潮波 M_2 分潮的分布 ,初步结果分析同实测绘制的大部分海域情况基本吻合^[4].此模型能初步揭示全球潮波的运动规律 ,为进一步研究大洋潮波的形成机制、海底地貌形态以及完善港湾浅水潮波数值模型提供依据.

参考文献 :

[1] 陈宗镛 .潮汐学 [M].北京 :科学出版社 ,1980.236 ~ 257.

[2] 方国洪 ,郑文松 ,陈宗镛 ,等 .潮汐和潮流的分析和预报 [M].北京 :海洋出版社 ,1986.208 ~ 278.

[3] 马尔丘克 ,卡岗 .大洋潮汐 [M].北京 :海洋出版社 ,1982.130 ~ 204.

[4] Accad Y , Pekeris C L. Solution of the equations for the M_2 and S_2 tides of the world ocean from a knowledge of tidal potential alone [J]. Phil Trans R Soc Ser A , 1978 :235 ~ 266.

Numerical Simulation of Ocean Tides of Rigid Earth

TAN Ya , ZHANG Jun-lun

(College of Traffic and Ocean Engineering , Hohai Univ. , Nanjing 210098 , China)

Abstract : On the assumption that the earth crust is a rigid body and the main body of water is global oceans , in consideration of the influences of tide-generating force from the moon , the friction of sea floors , and the turbulence of seawater , the motion and distribution of ocean tides are primarily studied.

Key words : tide ; ocean tidal wave ; numerical model