第7卷 第2期 海洋与湖沼 Vol. 7, No. 2
1965年5月 OCEANOLOGIA ET LIMNOLOGIA SINICA May, 1965

# 长方形浅水海湾的一种潮波模式*

陈宗镛
(山东海洋学院)

**摘 要**

本文考虑入射波、反射波、地转和底摩擦效应，探讨了长方形浅海旋转潮波的运动。导出无潮点的计算公式和等振幅线方程，指出旋转潮波兼有驻波和前进波的某些特点。根据本文求得的有关表达式，计算了辽东湾半日潮潮波模式，并且与其他作者用边值方法或等值线法得到的结果作了比较。

在等深、半封閉的长方形海盆中，受到地轉影响的入射自由潮波与其反射波的合成振动并考虑到流速满足边界条件的解，最初是由 G. I. Taylor[9] 給出的。其后，S. F. Grace[7]、Л. Н. Сретенский[4] 亦研究过类似的問題，然而均未考虑底摩擦效应。Д. У. Вапняр[3] 研究了在底摩擦的影响下向一个方向传播的潮波运动。本文假定在北半球长方形海湾中存在着入射波与反射波，研究在地轉和底摩擦的影响下入射波与反射波的合成振动規律。

## 一、潮位要素的一些表达式

取潮波运动方程和連續方程为

$$\left.\begin{aligned} u_t - \omega_1 v &= -g\zeta_x - ku \\ v_t + \omega_1 u &= -g\zeta_y - kv \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

$$\zeta_t = -h(u_x + v_y) \tag{2}$$

式中：$u$、$v$—$x$、$y$ 方向潮流分量；$\zeta$—从海平面算起的潮位高度；$\omega_1 = 2\omega\sin\varphi$，$\omega$ 为地轉角速率，$\varphi$ 为地理緯度；$k$—摩擦系量，取与最大流速成比例，而与深度成反比；$h$—海区平均深度；附标 $t$、$x$、$y$ 表示对該变量的偏微商；$g$—重力加速度。

設 $\zeta$、$u$、$v$ 和 $e^{i\sigma t}$ 成比例，由(1)、(2)两式得到

$$\left.\begin{aligned} u &= \frac{g}{\sigma^2(1-i\mu)^2-\omega_1^2}\left[i\sigma(1-i\mu)\zeta_x + \omega_1\zeta_y\right] \\ v &= \frac{g}{\sigma^2(1-i\mu)^2-\omega_1^2}\left[i\sigma(1-i\mu)\zeta_y - \omega_1\zeta_x\right] \end{aligned}\right\} \tag{3}$$

$$\frac{\partial^2\zeta}{\sigma x^2} + \frac{\partial^2\zeta}{\partial y^2} + \frac{\sigma^2(1-i\mu)^2-\omega_1^2}{gh(1-i\mu)}\zeta = 0 \tag{4}$$

上式 $\mu = \dfrac{k}{\sigma}$，而 $\sigma$ 为分潮角速率。

参照 Вапняр，命 $\zeta = \zeta_0 e^{\alpha y+\beta x}$，由(4)式及(3)第二式为零的条件得出

* 本文承赫崇本教授审阅提出了宝贵的意见，刘凤树、方国洪先生以及本教研室许多同志也提过意见，作者在此深表谢忱。

$$\alpha = \pm(\alpha_1 + i\alpha_2), \quad \beta = \pm(\beta_1 + i\beta_2)$$

其中

$$\alpha_1 = \frac{\omega_1}{C}\sqrt{\frac{\sqrt{1+\mu^2}+1}{2(1+\mu^2)}}, \quad \alpha_2 = \frac{\omega_1}{C}\sqrt{\frac{\sqrt{1+\mu^2}-1}{2(1+\mu^2)}},$$

$$\beta_1 = \frac{\sigma}{C}\sqrt{\frac{\sqrt{1+\mu^2}-1}{2}}, \quad \beta_2 = \frac{\sigma}{C}\sqrt{\frac{\sqrt{1+\mu^2}+1}{2}}$$

而 $C = \sqrt{gh}$。把 $\alpha$、$\beta$ 正、負两組解綫性迭加导出(4)式的一个特解,又引入因子 $e^{i\sigma t}$ 其实部为

$$\zeta = 2\zeta_0(\mathrm{ch}\theta_1\cos\theta_2\cos\sigma t - \mathrm{sh}\theta_1\sin\theta_2\sin\sigma t) \tag{5}$$

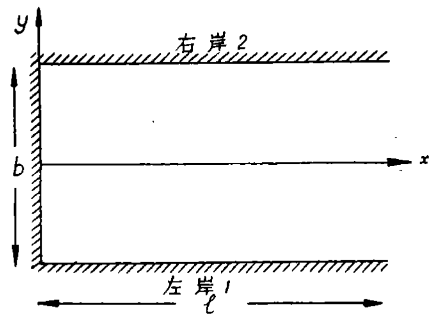


图 1
Рис. 1.
1. Левобережье 2. Правобережье

上式 $\theta_1 = \alpha_1 y + \beta_1 x$, $\theta_2 = \alpha_2 y + \beta_2 x$; $\zeta_0$ 是坐标原点的潮位値(图1)。

由(5)式得知分潮振幅

$$R = 2\zeta_0\sqrt{\mathrm{ch}^2\theta_1\cos^2\theta_2 + \mathrm{sh}^2\theta_1\sin^2\theta_2} \tag{6}$$

无潮点的位置

$$x_0 = \frac{(2n+1)\pi c}{2\sigma}\sqrt{\frac{\sqrt{1+\mu^2}+1}{2}} \tag{7}$$

$$(n = 0, 1, 2, \cdots)$$

$$y_0 = -\frac{(2n+1)\pi c}{2\omega_1}\sqrt{\frac{\sqrt{1+\mu^2}-1}{2}}\sqrt{1+\mu^2} \tag{8}$$

以上两式表明:(1) 当满足 $x_0 \leqslant l$ ($l$ 为海区长度)、$y_0 < \frac{b}{2}$ ($b$ 为海区寬度)时,$n = 0$ 为一个无潮点,$n$ 取到 1 为两个无潮点等等;无潮点的个数、位置取决于海区的地理位置、长度、深度、摩擦系量的大小和分潮的角速率。(2) 无摩擦时 ($\mu = 0$),$x_0 = \frac{(2n+1)\pi c}{2\sigma}$,$y_0 = 0$,潮波系統对于 $x$ 軸为对称分布。考虑摩擦后,$x_0$ 变大,而 $y_0$ 为負值。可見,无潮点的位置偏向入射波传播方向的左方,而且在同样的深度下,緯度越低、$\mu$ 越大,偏离($x$ 軸)也就越大。

根据(6)式,等振幅綫为

$$\mathrm{ch}^2(\alpha_1 y + \beta_1 x) - \sin^2(\alpha_2 y + \beta_2 x) = \text{常数}$$

为明显起見,把坐标的原点移到这一潮波系統的无潮点上(取 $n = 0$),于是上式改为

$$\mathrm{ch}^2(\alpha_1 y' + \beta_1 x') - \cos^2(\alpha_2 y' + \beta_2 x') = \text{常数}$$

$x'$、$y'$ 为新坐标。在新坐标原点近傍可得

$$x'^2(\beta_1^2 + \beta_2^2) + y'^2(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) + x'y'(2\alpha_1\beta_1 + 2\alpha_2\beta_2) = \text{常数} \tag{9}$$

因

$$(2\alpha_1\beta_1 + 2\alpha_2\beta_2)^2 - 4(\beta_1^2 + \beta_2^2)(\alpha_1^2 + \alpha_2^2) < 0$$

故知为椭圓族。若 $\mu = 0$,則(9)式改为

$$\frac{x'^2}{\alpha_1^2} + \frac{y'^2}{\beta_2^2} = \text{常数} \tag{10}$$

可見仍为椭圓族。这时 $\alpha_1 = \frac{\omega_1}{c}$, $\beta_2 = \frac{\sigma}{c}$,因之椭圓长軸是否和海湾长軸一致,由地轉参数和潮波角速率的大小而定。

同潮时綫为

$$\mathrm{th}\,\theta_1 \cdot \mathrm{tg}\,\theta_2 = \text{常数}$$

而同潮时綫和等振幅綫的斜率分别为

$$\mathrm{tg}\,\psi = \frac{\beta_1 \sin 2\theta_2 + \beta_2 \,\mathrm{sh}\, 2\theta_1}{\alpha_1 \sin 2\theta_2 + \alpha_2 \,\mathrm{sh}\, 2\theta_1}$$

$$\mathrm{tg}\,\psi' = -\frac{\beta_1 \,\mathrm{sh}\, 2\theta_1 - \beta_2 \sin 2\theta_2}{\alpha_1 \,\mathrm{sh}\, 2\theta_1 - \alpha_2 \sin 2\theta_2}$$

若 $\mu = 0$, 則

$$\mathrm{tg}\,\psi = \frac{\beta_2 \,\mathrm{sh}\, 2\alpha_1 y}{\alpha_1 \sin 2\beta_2 x}$$

$$\mathrm{tg}\,\psi' = \frac{\beta_2 \sin 2\beta_2 x}{\alpha_1 \,\mathrm{sh}\, 2\alpha_1 y}$$

## 二、辽东湾的潮波模式

上面得到的公式(5),不能直接应用于如图 1 那样的海湾,因为只有开尔文波一組解尙未能满足 $x = 0$、$y$ 为任何值时 $u = 0$ 这一条件。因此我們先找出满足整个边界条件的流速分量表达式,然后由連續方程求得潮位表达式。

取开尔文波为

$$\left.\begin{aligned} u' &= -\frac{2g\zeta_0}{c}\,\mathrm{sh}\,\theta_1' \cos\theta_2' \\ u'' &= \frac{2g\zeta_0}{c}\,\mathrm{ch}\,\theta_1' \sin\theta_2' \end{aligned}\right\} \tag{11}$$

又取另一組特解为

$$\left.\begin{aligned} u' &= \frac{2g\zeta_0}{c}\sum_{m=1}^{\infty}(A_m' \cos q_m x \sin my - B_m' \sin q_m x \cos my)e^{-p_m x} \\ u'' &= \frac{2g\zeta_0}{c}\sum_{m=1}^{\infty}(A_m \cos q_m x \cos my + B_m \sin q_m x \sin my)e^{-p_m x} \\ v' &= \frac{2g\zeta_0}{c}\left(\sum_{\text{奇}} C_m' \cos q_m x \cos my e^{-p_m x} + \sum_{\text{偶}} D_m' \sin q_m x \sin my e^{-p_m x}\right) \\ v'' &= \frac{2g\zeta_0}{c}\left(-\sum_{\text{偶}} C_m \cos q_m x \sin my e^{-p_m x} + \sum_{\text{奇}} D_m \sin q_m x \cos my e^{-p_m x}\right) \end{aligned}\right\} \tag{12}$$

上式——$\theta_1' = \alpha_1 y + \beta_1(x + x')$, $\theta_2' = \alpha_2 y + \beta_2(x + x')$, $x'$ 是待定常数;

$$p_m^2 = \frac{1}{2}\left[m^2 - \left(\left(\frac{\sigma}{c}\right)^2 - \frac{\omega_1^2}{c^2(1+\mu^2)}\right) + \right.$$
$$\left. + \sqrt{\left(m^2 - \left(\left(\frac{\sigma}{c}\right)^2 - \frac{\omega_1^2}{c^2(1+\mu^2)}\right)\right)^2 + \mu^2\left(\left(\frac{\sigma}{c}\right)^2 + \frac{\omega_1^2}{c^2(1+\mu^2)}\right)^2}\,\right];$$

$$q_m = \frac{\mu\left(\left(\frac{\sigma}{c}\right)^2 + \frac{\omega_1^2}{c^2(1+\mu^2)}\right)}{2p_m};$$

$u'$、$v'$, $u''$、$v''$ 分別为零时和經过 1/4 周期时刻的流速分量。

因之总的流速为

$$\left.\begin{aligned}
u' &= -\frac{2g\zeta_0}{c}\left[\operatorname{sh}\theta_1'\cos\theta_2' + \sum_{m=1}^{\infty}(A_m'\cos q_m x\sin my - B_m'\sin q_m x\cos my)e^{-p_m x}\right]\\
u'' &= \frac{2g\zeta_0}{c}\left[\operatorname{ch}\theta_1'\sin\theta_2' - \sum_{m=1}^{\infty}(A_m\cos q_m x\cos my + B_m\sin q_m x\sin my)e^{-p_m x}\right]\\
v' &= -\frac{2g\zeta_0}{c}\left(\sum_{\text{奇}} C_m'\cos q_m x\cos my e^{-p_m x} + \sum_{\text{偶}} D_m'\sin q_m x\sin my e^{-p_m x}\right)\\
v'' &= -\frac{2g\zeta_0}{c}\left(\sum_{\text{奇}} D_m\sin q_m x\cos my e^{-p_m x} - \sum_{\text{偶}} C_m\cos q_m x\sin my e^{-p_m x}\right)
\end{aligned}\right\} \quad (13)$$

由(13)第一,二两式, 令 $x = 0$, 求 $x'$ 的数值。設 $x'$ 为一小的数,于是确定 $x'$ 的方程为

$$ax'^2 + bx' + c = 0 \qquad (14)$$

式中——$a = \beta_1\cdot\beta_2(S_1G_1 + S_2F_2 + S_3I_2)$;

$b = \beta_1(-S_1E_1 + S_2J_2 + S_3H_2) + \beta_2(S_1J_1 + S_2E_2 - S_3H_1)$;

$c = -S_1F_1 + S_2G_2 + S_3I_1$;

而

$$S_1 = 12\psi_1 - 0.5858(3\psi_1 + \psi_3); \qquad \psi_m = \frac{\sigma\omega_1(m^2 - p_m^2)}{p_m(\sigma^2 - \omega_1^2)};$$

$$S_2 = \frac{12}{1 - r^2} - \frac{0.7071\psi_2}{(1 + r^2)}(3\psi_1 + \psi_3);$$

$$S_3 = \frac{1.1716}{1 - r^2} - \frac{1.4142\psi_1\psi_2}{(1 + r^2)}; \qquad r^2 = \frac{\mu^2\omega_1^2}{\sigma^2 - \omega_1^2};$$

$E_1 = e_1 + 1.4142e_2$; $\qquad E_2 = 1 + 0.4142e_1 + 1.4142e_2$;

$F_1 = f_1 + 1.4142f_2$; $\qquad F_2 = 0.4142f_1 + 1.4142f_2$;

$G_1 = g_1 + 1.4142g_2$; $\qquad G_2 = 0.4142g_1 + 1.4142g_2$;

$H_1 = 3(1 - e_1) - (1 - r^2)\psi_3 j_1$; $\qquad H_2 = 3j_1 - (1 - r^2)\psi_3\cdot e_1$;

$I_1 = 3g_1 - (1 - r^2)\psi_3 f_1$; $\qquad I_2 = 3f_1 + (1 - r^2)\psi_3 g_1$;

$J_1 = j_1 + 1.4142j_2$; $\qquad J_2 = 0.4142j_1 + 1.4142j_2$;

$$e_1 = \operatorname{ch}\alpha_1\frac{\pi}{2}\cdot\cos\alpha_2\frac{\pi}{2}; \qquad e_2 = \operatorname{ch}\alpha_1\frac{\pi}{4}\cos\alpha_2\frac{\pi}{4};$$

$$f_1 = \operatorname{sh}\alpha_1\frac{\pi}{2}\cdot\cos\alpha_2\frac{\pi}{2}; \qquad f_2 = \operatorname{sh}\alpha_1\frac{\pi}{4}\cos\alpha_2\frac{\pi}{4};$$

$$g_1 = \operatorname{ch}\alpha_1\frac{\pi}{2}\sin\alpha_2\frac{\pi}{2}; \qquad g_2 = \operatorname{ch}\alpha_1\frac{\pi}{4}\sin\alpha_2\frac{\pi}{4};$$

$$j_1 = \operatorname{sh}\alpha_1\frac{\pi}{2}\sin\alpha_2\frac{\pi}{2}; \qquad j_2 = \operatorname{sh}\alpha_1\frac{\pi}{4}\sin\alpha_2\frac{\pi}{4}.$$

下面分别討論不考虑摩擦和考虑摩擦两种情况的潮波运动。

若不考虑摩擦，这时可以去掉 $x'$ 为小的数这一假定，于是(14)式改写成

$$\operatorname{tg}\beta_2 x' = \left[\left(\operatorname{sh}\alpha_1\frac{\pi}{2} + 1.4142\operatorname{sh}\alpha_1\frac{\pi}{4}\right)(10.2426\psi_1 - 0.5858\psi_3) + \right.$$
$$\left. + (1.1716 - 1.4142\psi_1\psi_2)\psi_3\operatorname{sh}\alpha_1\frac{\pi}{2}\right] \Big/$$
$$\left[\left(1 + 0.4142\operatorname{ch}\alpha_1\frac{\pi}{2} + 1.4142\operatorname{ch}\alpha_1\frac{\pi}{4}\right)(12 - 2.1213\psi_1\psi_2 - \right.$$
$$\left. - 0.7071\psi_2\psi_3) - (3.5148 - 4.2426\psi_1\psi_2)\left(1 - \operatorname{ch}\alpha_1\frac{\pi}{2}\right)\right] \tag{15}$$

取辽东湾平均深度为 21 米、长度取为 120 浬、平均寬度为 60 浬（且取作 $\pi$），中間緯度为 40°。由上式得到 $x' = 0.0444$。故流速表达式为

$$\left.\begin{aligned}
u' &= -\frac{2g\zeta_0}{c}\left(\operatorname{sh}\alpha_1 y\cos\beta_2(x + 0.0444)\sum_{m=1}^{\infty} A'_m \sin my e^{-s_m x}\right)\\
u'' &= \frac{2g\zeta_0}{c}\left(\operatorname{ch}\alpha_1 y\sin\beta_2(x + 0.0444) - \sum_{m=1}^{\infty} A_m\cos my e^{-s_m x}\right)\\
v' &= -\frac{2g\zeta_0}{c}\sum_{\text{奇}} C'_m\cos my e^{-s_m x}\\
v'' &= \frac{2g\zeta_0}{c}\sum_{\text{偶}} C_m\sin my\cdot e^{-s_m x}
\end{aligned}\right\} \tag{12$'$}$$

式中 $s_m = \sqrt{m^2 - \dfrac{\sigma^2 - \omega_1^2}{c^2}}$.

由連續方程，得

$$\zeta' = \frac{h}{\sigma}\left(\frac{\partial u''}{\partial x} + \frac{\partial v''}{\partial y}\right); \qquad \zeta'' = -\frac{h}{\sigma}\left(\frac{\partial u'}{\partial x} + \frac{\partial v'}{\partial y}\right)$$

于是

$$\zeta' = 2\zeta_0\left(\operatorname{ch}\alpha_1 y\cos\frac{\sigma}{c}(x + 0.0444) + \frac{c}{\sigma}P_1\right)$$
$$\zeta'' = -2\zeta_0\left(\operatorname{sh}\alpha_1 y\sin\frac{\sigma}{c}(x + 0.0444) + \frac{c}{\sigma}P_2\right)$$

其中

$$\frac{c}{\sigma}P_1 = \sum_{\text{奇}}\frac{c}{\sigma}s_m A_m e^{-s_m x}\cos my - \sum_{\text{偶}}\frac{A_m}{s_m}\frac{\sigma}{c}e^{s-_m x}\cos my,$$
$$\frac{c}{\sigma}P_2 = \sum_{\text{奇}}\frac{mA_m}{\alpha_1}e^{-s_m x}\sin my - \sum_{\text{偶}}\alpha_1\frac{A_m}{m}e^{s-_m x}\sin my.$$

所以等振幅綫

$$R = 2\zeta_0\sqrt{\left(\operatorname{ch}\alpha_1 y\cos\frac{\sigma}{c}(x + 0.0444) + \frac{c}{\sigma}P_1\right)^2 + \left(\operatorname{sh}\alpha_1 y\sin\frac{\sigma}{c}(x + 0.0444) + \frac{c}{\sigma}P_2\right)^2} \tag{16}$$

同潮时綫

$$\theta = t^{-1}g\frac{\zeta''}{\zeta'}.$$

而无潮点可取为

$$\left.\begin{aligned} x_0 &= \frac{(2n+1)\pi}{2}\cdot\frac{c}{\sigma} - 0.04 \\ y_0 &= 0 \end{aligned}\right\} \tag{17}$$

其中略去 $\frac{c}{\sigma}P_1$ 項,因为它为一微小的数值；訂正值取 0.04，便可使无潮点的位置准到 1 浬。$s_2$ 分潮无潮点的位置距湾底 83 浬，$M_2$ 分潮为 86 浬。

若考虑摩擦，则以 (13) 式直接代入連續方程，这时 $x' = -0.0066$，而系数是由运动方程决定的。无潮点位置为

$$\left.\begin{aligned} x_0 &= \frac{(2n+1)\pi c}{2\sigma}\sqrt{\frac{\sqrt{1+\mu^2}+1}{2}} - x' \\ y_0 &= -\frac{(2n+1)\pi c}{2\omega_1}\sqrt{\frac{\sqrt{1+\mu^2}-1}{2}}\sqrt{1+\mu^2} \end{aligned}\right\} \tag{18}$$

于是 $s_2$ 分潮 $x_0 = 84$ 浬，$y_0 = -13$ 浬；$M_2$ 分潮 $x_0 = 88$ 浬，$y_0 = -27$ 浬。这些量值与根据(7)、(8)两式計算的基本一致。

不考虑摩擦,同潮綫(包括同潮时綫与等振幅綫)相对于 $x$ 軸为对称分布,同潮时綫向左旋轉,振幅从无潮点向四周增大，两岸潮差相等(图 2)。若考虑底摩擦对潮波的影响，这时同潮綫相对于 $x$ 軸不再是对称分布，两岸潮差右岸大、左岸小，在无潮点所在位置的两岸,右岸潮差为左岸潮差的 3—5 倍,但同潮时綫仍为左旋(图 3)。因此,潮波系統中两岸潮差不等主要地也是由于摩擦影响的結果。

我們采取零时湾口为高潮而湾底为低潮。对半日分潮計算結果得知，$\sigma t = 0$, $\mu = 0$，从湾口到无潮点断面潮位均为正値,但是同一断面两岸潮位高度均比中綫的为高,从无潮点到湾底潮位均为負值，但是同一断面两岸潮位却比中綫的为低(图 4a)；有摩擦时与前者大体上一致，只是在湾口段右岸潮位均比左岸的为高。$\sigma t = 90°$, $\mu = 0$，右岸潮位为

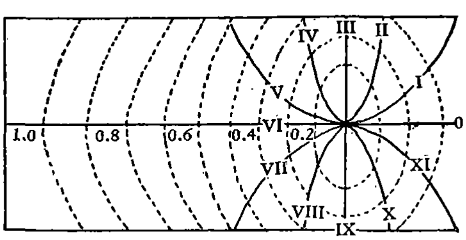


图 2 $\mu = 0$ 时半日分潮的同潮时线(实线，I~30°，II~60°)与等振幅线(虚线，用厘米表示)

Рис. 2. Карта изоамплитуд (Прерывистыми линиями в см) и котидальных линий (сплошными линиями I—30°, II—60°) для полусуточной волны при $\mu = 0$.

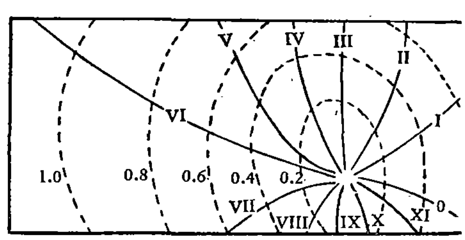


图 3 $\mu = 0.2$ 时半日分潮的同潮时线与等振幅线(符号同图 2)

Рис. 3. Карта изоамплитуд и котидальных линий для полусуточной волны при $\mu = 0.2$ (обозначения так же, как в рис. 2)

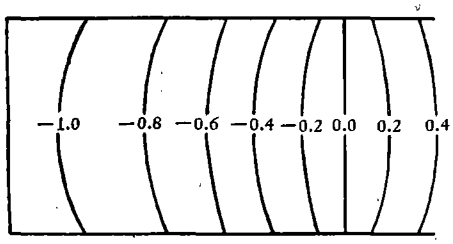


图 4(a)　$\mu = 0$, $\sigma t = 0$ 时潮位分布
(用厘米表示，下同)
Рис. 4(a). Топография свободной поверхности
(в см) при $\mu = 0$, $\sigma t = 0$.

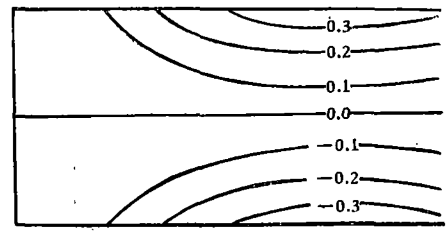


图 4(b)　$\mu = 0$, $\sigma t = 90°$ 时潮位分布
Рис. 4(b). Топография свободной поверхности
(в см) при $\mu = 0$, $\sigma t = 90°$.

正値左岸为負値，无潮点断面右岸出現高潮而左岸出現低潮，$x$ 軸潮位为零（图 4b）；$\mu = 0.2$，潮位为零的綫移向左方，右岸高潮位置向外移动，而左岸低潮位置向里移动。

潮流按（12′）式計算結果如图 5，6 所示：

（1）最大流速 $U$ 在湾口的速度比湾里大，而且以无潮点所在断面的流速为最大（图 5）。

（2）$\sigma t = 0$，无潮点断面右岸为潮流的輻聚区，左岸为輻散区（图 6a）；$\sigma t = 90°$，湾底为輻聚区，湾口两岸为輻散区（图 6b）。过 $\frac{1}{4}$ 周期后，輻聚区和輻散区分别将出現高潮和低潮。

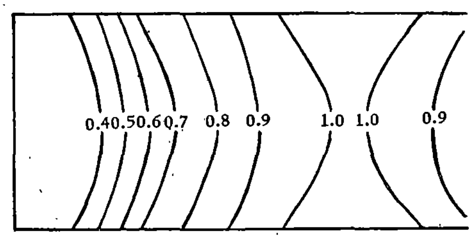


图 5　$\mu = 0$ 时最大流速 $u$ 的分布
(用厘米/秒表示)
Рис. 5. Распределение максимальных скоростей $u$ приливного течения (в см/сек) при $\mu = 0$.

当 $\mu = 0.2$ 时，潮流在 $\sigma t = 0$、$\sigma t = 90°$ 的分布情况与 $\mu = 0.0$ 的分布情况相近，只是輻聚区和輻散区位置不同，同时发生最大流速的时刻均提前。

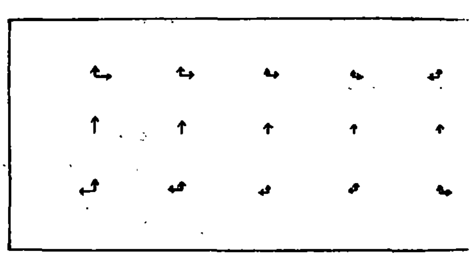

图 6(a)　$\mu = 0$, $\sigma t = 0$ 时潮流的分布
Рис. 6(a). Распределение приливного течения при $\mu = 0$, $\sigma t = 0$.

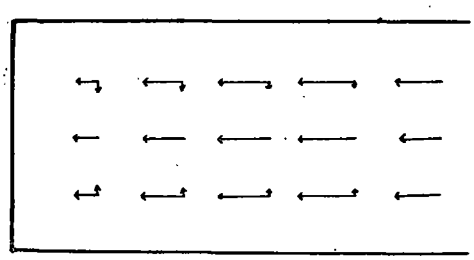

图 6(b)　$\mu = 0$, $\sigma t = 90°$ 时潮流的分布
Рис. 6(b). Распределение приливного течения при $\mu = 0, \sigma t = 90°$.

## 三、討　　論

### 1. 旋轉潮波系統

将本文（18）式应用于辽东湾，只求得半日分潮的无潮点而沒有全日分潮的无潮点。前者又只在 $n = 0$ 的情况下求得的，所以半日分潮各存在一个潮波系統；至于全日分潮則沒有独立的旋轉潮波系統。表1是不同作者得到的半日分潮无潮点的位置：

表1 辽东湾无潮点的位置

| 地点 | 东经 | 北纬 | 东经 | 北纬 | 东经 | 北纬 | 东经 | 北纬 |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| $M_2$ 分潮 | 120°15′ | 39°55′ | 120°33′ | 39°48′ | 120°4′ | 39°53′ | 120°14′ | 39°59′ |
| $S_2$ 分潮 | — | | 120°37′ | 39°48′ | — | | 120°34′ | 39°54′ |
| 作者 | 小仓伸吉 | | Борис | | Циклаури, Борис | | 由本文公式(18)计算得出 | |

**2. 等振幅綫**

等振幅綫为椭圓,它的长軸不在海湾长軸的方向上,而是在 $y$ 軸的方向上。

**3. 旋轉潮波的特点**

在旋轉潮波系統中,潮差在湾底最大,流速在无潮点所在断面附近出現最大,这和駐波的特性相似;可是,水質点运动(潮流)的輻聚区和輻散区随时間推移,經过一段时間后輻聚区出現高潮、輻散区出現低潮,这又和前进波內水質点运动的輻聚、輻散区分别将出現波峯、波谷相似。所以旋轉潮波兼有駐波和前进波的某些特点。

## 四、結 語

1. 海中旋轉潮波系統是由于入射潮波受到大陆的反射,反射波迭加在入射波之上,在地轉与底摩擦的影响下形成的。同时发生高潮的綫——同潮时綫繞无潮点左旋(北半球),潮差在无潮点为零,越向四周越大。

2. 入射潮波传播方向的右岸潮差和最大流速均比左岸的大,这主要是摩擦影响所致。

3. 在底摩擦的影响下无潮点偏于入射波传播方向的左方;在同样的深度下,$\mu$ 大、緯度低偏向就大,反之則小。

4. 不考虑底摩擦时,在无潮点所在的断面两岸潮差最大,潮流速度也最大。

**附注:** 本文在計算图2至图5的潮位、潮时和潮流的时候,都沒有引用实测资料,因此图中的数值只是代表相对值。比如:同潮时“0”线按实测资料应为××时,则每条线应顺次推移。其余诸图也有类似的情形。

## 参 考 文 献


[1] 小仓伸吉,1936。黄海北部的潮汐。海洋与湖沼 **1**,(2):255—267(管秉賢译,任允武校)。

[2] Борис, Л. И., 1958. Расчет приливов и приливо-отливных течений Желтого моря. *Тр. лгми.* **7**: 138—178.

[3] Вапняр, Д. У., 1960. Влияние трения на приливные явления мелководных районов, *Труды гоина* **53**: 12—14.

[4] Сретенский, Л. Н., 1937. О движение свободной приливной волны внутри полярного бассейна: отражение волн кельвина, Изв. АН СССР, серия географ. и геофиз., **3**: 383—402.

[5] Циклаури, И. Д. и Л. И. Борис, 1961. Опыт расчета приливных явлений с использованием электронной цифровой машины «УРАЛ-1», *Труды лги* **10**: 167.

[6] Defant, A., 1961. Physical Oceanography II. Pergamon Press, pp. 213.

[7] Grace, S. F., 1931. Tidal oscillations in Rotating Rectangular Basins of Uniform Depth, M. N. R. A, S., Geophys. Suppl., **2**:385—398.

[8] Hansen, W., 1952. Gezeiten und Gezeitenströme der halbtägigen Hauptmondtide $M_2$ in der Nordsee. Dtch. Hydr. Ztschr. Ergänzungsheft 1. 1—45.

[9] Taylor, G. I., 1920. Tidal oscillations in Gulfs and Rectangular Basins, *Proc. Lond. Math. Soc.*, **20**:148—181.

# ОДНА ИЗ МОДЕЛЕЙ ПРИЛИВНОЙ ВОЛНЫ В МЕЛКОВОДНОМ ЗАЛИВЕ ПРЯМОУГОЛЬНОГО

Чэнь Цзун-юн

*(Шаньдунский океаногогический институт)*

## Резюме

В настоящей статье автором рассматриваются образование и движение системы вращающейся приливной волны в мелком море прямоугольной формы, учитывая распространение и отражение волны, эффекты вращения земли и трения дна. Выведены расчетная формула для амфидромической точки и уравнение изоамплитуд прилива, что указывает на одновременное существование некоторою характера и стоячей, и прогресивной волн для данной вращающейся приливной волны. На основании полученных выражений автор даннои статьи рассчитая полусуточную приливную волну для Ляодунского залива сопоставил её с результатами, полученными некоторыми авторами по методу краевых значенй и мотоду изолиний.