

# 一种变截面河口中潮能的劈分与传输 及其对杭州湾潮能估算的应用\*

叶 安 乐  
(青岛海洋大学)

**摘要** 本文依据一种变截面河口中潮波传播的解析模式, 导出了潮能的计算公式, 讨论了潮能的劈分与传输。作为实际例子, 利用所得之结果估算了杭州湾四个主要分潮波的能量。其结论是: 单位自由表面以下水柱的平均势能和平均动能随着从湾口向里的距离的增加而增加, 但前者较后者增加得快; 半日潮波平均动能与平均势能之比约为二分之一, 而全日潮波的相应比值仅约为十分之一; 由湾口输入的总潮能约为  $3.58 \times 10^6$  kW, 而从澉浦附近断面流出的总能量约为  $0.49 \times 10^6$  kW, 于湾内耗散的总潮能为湾口输入的 86%。

潮波在变截面河口中传播时, 沿着传播方向必然伴随着能量的转移。能量劈分与传输的研究, 对于变截面河口中潮波的形成与变化过程的理解、对于(例如杭州湾)潮能的开发和利用具有一定的理论和实际意义。本文将基于笔者过去对深度为常数( $h$ )、宽度以指数形式( $b_0 e^{-bx}$ )变化的河口中潮波运动的研究<sup>[1,2]</sup>, 对潮能劈分与传输进行理论上的探讨, 并依据所得之结果, 对杭州湾潮能作出估算。

## 一、一维化潮波基本方程的解

为了讨论方便起见, 我们将文献 [1] 和 [2] 中的潮位与潮流的解简述如下, 并作些形式上的变化。解的原形式为

$$\left. \begin{aligned} \zeta &= B_1 e^{\alpha_{11}x + i(\sigma_1 + \alpha_{22}x)} + B_2 e^{\alpha_{21}x + i(\sigma_1 - \alpha_{22}x)} \\ u &= A_1 e^{\alpha_{11}x + i(\sigma_1 + \alpha_{22}x)} + A_2 e^{\alpha_{21}x + i(\sigma_1 - \alpha_{22}x)} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

其中

$$\alpha_{11} = \frac{b}{2} + \frac{R^{1/2}}{2} \cos \frac{\varphi}{2} = \frac{b}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \sqrt{\left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right)^2 + \left(\frac{4\sigma p}{gh^2}\right)^2} + \left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right) \right]} \quad (2)$$

$$\alpha_{21} = \frac{b}{2} - \frac{R^{1/2}}{2} \cos \frac{\varphi}{2} = \frac{b}{2} - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \sqrt{\left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right)^2 + \left(\frac{4\sigma p}{gh^2}\right)^2} + \left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right) \right]} \quad (3)$$

$$\alpha_{22} = \frac{R^{1/2}}{2} \sin \frac{\varphi}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{2} \left[ \sqrt{\left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right)^2 + \left(\frac{4\sigma p}{gh^2}\right)^2} - \left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right) \right]} \quad (4)$$

\* 中国科学院科学基金资助。  
收稿日期: 1988 年 6 月 14 日。

17

$$R = \sqrt{\left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right) + \left(\frac{4\sigma p}{gh^2}\right)^2} \quad (5)$$

$$\varphi = \arctg \left[ \frac{4\sigma p}{gh^2} / \left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right) \right], \quad 0 < \varphi < \frac{\pi}{2} \quad (6)$$

$p$  为线性摩擦系数;  $\sigma$  为分潮角速率;  $b$  为河口宽度变窄因子;  $h$  为常深度;  $B_1, B_2, A_1$  和  $A_2$  为积分复常数, 它们有如下关系

$$B_1 = i(\alpha_{11} + i\alpha_{22} - b)A_1h/\sigma \quad (7a)$$

$$B_2 = i(\alpha_{21} + i\alpha_{22} - b)A_2h/\sigma \quad (7b)$$

假定这种类型的河口截面随距离  $x$  的变化是缓慢的, 即变窄因子  $b$  很小, 因而河口中潮波以前进波为主, 于是式 (1) 可近似地表示为

$$\zeta = B_2 e^{\alpha_{21}x + i(\sigma_1 - \alpha_{22}x)} \quad (8)$$

$$u = A_2 e^{\alpha_{21}x + i(\sigma_1 - \alpha_{22}x)} \quad (9)$$

式中,  $B_2$  可由河口入口处的潮位调和常数  $H$  和  $g$  确定

$$B_2 = H \cos g - iH \sin g = H e^{-ig}$$

利用式 (7b) 可导出

$$A_2 = \frac{\sigma}{h \sqrt{\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2}} H e^{-ig + i\left(\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{\alpha_{22}}{\alpha_{11}}\right)}$$

由此, 可得适合本文讨论的形式

$$\zeta = A e^{i(\sigma_1 - \alpha_{22}x - g)} \quad (10)$$

$$u = Z e^{i(\sigma_1 - \alpha_{22}x - g + \gamma)} \quad (11)$$

其中,

$$A = H e^{\alpha_{21}x} \quad (12)$$

$$Z = U e^{\alpha_{21}x} \quad (13)$$

$$U = \frac{\sigma}{h \sqrt{\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2}} H \quad (14)$$

$$\gamma = \frac{\pi}{2} - \arctg \frac{\alpha_{22}}{\alpha_{11}} = \arctg \frac{\alpha_{11}}{\alpha_{22}} \quad (15)$$

## 二、能量的劈分

单位自由表面面积以下水柱的动能和势能在一个周期内的平均值为

$$KE = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_{-h}^{\text{Re}[\zeta]} \frac{\rho (\text{Re}[u(x, t)])^2}{2} dz$$

和

$$PE = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_{-h}^{\text{Re}[\zeta]} \rho g z dz$$

将表达式 (10) 和 (11) 代入以上两式后, 可得

$$KE = \frac{1}{4} \rho h Z^2 = \frac{1}{4} \rho g A^2 S \quad (16)$$

$$PE = \frac{1}{4} \rho g A^2 \quad (17)$$

其中,

$$S = \frac{\sigma^2}{gh(\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2)} \quad (18)$$

(18)式的  $S$  之量值决定了所讨论的变截面河口中动能与势能的劈分情况。当  $b = 0$  和  $p = 0$  时,即对不变截面河口和忽略摩擦的情形,此时利用(2)–(6)式可得

$$\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2 = \frac{R^2}{4} = \frac{\sigma^2}{gh},$$

代入(18)式便有  $S = 1$ , 这表明不考虑摩擦的不变截面河口中潮波的平均动能和平均势能相等。当  $b = 0$ , 但  $p \neq 0$  时,可得

$$\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2 = \frac{1}{4} \sqrt{\left(\frac{4\sigma^2}{gh}\right)^2 + \left(\frac{4\sigma p}{gh^2}\right)^2} > \frac{\sigma^2}{gh},$$

因此有  $S < 1$ , 即摩擦效应使得平均动能小于平均势能。当  $b \neq 0$  但  $p = 0$  时,如果

$$b^2 > \frac{4\sigma^2}{gh},$$

可得

$$\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2 = \frac{b^2}{4} + \frac{1}{4} \left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right) + \frac{b}{2} \sqrt{\left(b^2 - \frac{4\sigma^2}{gh}\right)} > \frac{b^2}{4} > \frac{\sigma^2}{gh},$$

于是有  $S < 1$ , 即平均动能小于平均势能; 如果  $b^2 \leq \frac{4\sigma^2}{gh}$ , 可得  $\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2 = \frac{\sigma^2}{gh}$ , 从而有  $S = 1$ , 表明此时平均动能等于平均势能。对于一般情形, 当  $b \neq 0, p \neq 0$  时, 类似地可证明  $S < 1$ , 即在变截面河口中考虑摩擦效应的情况下潮波的平均动能总小于平均势能。

### 三、能量的沿程变化率

单位面积自由表面以下水柱的总能量和单位长度的整个断面宽度的水柱的总能量分别为

$$E = KE + PE = \frac{1}{4} \rho g A^2 (S + 1) \quad (19)$$

和

$$E_x = b_0 e^{-bx} E = \frac{1}{4} \rho g A^2 (S + 1) b_0 e^{-bx} \quad (20)$$

以上两式对  $x$  求导, 并利用式(12)和(13)可得

$$\frac{dE}{dx} = \frac{1}{2} \alpha_{21} \rho g H^2 e^{2\alpha_{21}x} (S + 1) \quad (21)$$

和

$$\frac{dE_x}{dx} = -\frac{1}{4} R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2} \rho g H^2 e^{-(R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2})x} b_0 (S + 1) \quad (22)$$

由(21)式可知,单位面积自由表面以下水柱的总能量随 $x$ 的变化率 $\frac{dE}{dx}$ 取决于潮波振幅的变化率 $\alpha_{21}$  ( $=\frac{b}{2} - \frac{1}{2} R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2}$ ): 当 $\alpha_{21} > 0$ 时, $\frac{dE}{dx} > 0$ ,单位面积自由表面以下水柱总能量随 $x$ 而增长;当 $\alpha_{21} = 0$ 时, $\frac{dE}{dx} = 0$ , $E$ 不随 $x$ 而变;而当 $\alpha_{21} < 0$ 时, $\frac{dE}{dx} < 0$ , $E$ 随 $x$ 而减少。可是(22)式所表示的单位长度、整个断面宽度的水柱总能量随 $x$ 的增长率总是负号,即 $\frac{dE_s}{dx}$ 总是随 $x$ 而减小的,这是因为 $R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2} > 0$  [参见式(5)和(6)]。另外,从(21)和(22)式所分别包含的因子 $e^{2\alpha_{21}x}$ 和 $e^{-(R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2})x}$ 来看, $\frac{dE}{dx}$ 随 $x$ 变化的速度可能随 $x$ 而加快,也可能随 $x$ 增加而减小,这依赖于 $\alpha_{21}$ 的取值是正还是负,而(22)式的 $\frac{dE_s}{dx}$ 随 $x$ 的变化速度总是随 $x$ 增加而减慢。

以上讨论假定线性摩擦系数 $p$ 为一常数。事实上,随着河口截面的变化,特征流速振幅也相应地发生变化。正如文献[1]和[2]所指出的,为了使线性摩擦系数 $p$ 为常数的假定情况下所导出的结论能适用于实际河口,可将河口分成若干段,使得每一段的线性摩擦系数接近某一常数。这样,每一段中的 $R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2}$ 和 $\alpha_{21}$ 都不相同: 当线性摩擦系数 $p$ 随不同河口段而增大时(若由于特征流速增大), $R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2}$ 也随不同河口段增大,而 $\alpha_{21}$ 和 $S$ 则随不同河口段而减小。因此,对比线性摩擦系数在整个河口内为常数的情形, $p$ 随河口段而增加时的第 $n$ 段的河口中的 $\frac{dE}{dx}$ 和 $\frac{dE_s}{dx}$ 分别小于和大于在 $p$ 不随河口段增加情况下的第 $n$ 段的 $\frac{dE}{dx}$ 和 $\frac{dE_s}{dx}$ 。对于 $p$ 随不同河口段而减小的情况,可以得出与上述相反的结论。

#### 四、能量的传输与耗散

单位宽度截面的能通量和整个断面的能通量可表为

$$V = \frac{1}{T} \int_0^T dt \int_{-h}^{\text{Re}[\zeta]} \rho g \text{Re}[\zeta] \text{Re}[u] dz$$

和

$$V_s = \frac{1}{T} \int_0^T dt \left[ b_0 e^{-bx} \int_{-h}^{\text{Re}[\zeta]} \rho g \text{Re}[\zeta] \text{Re}[u] dz \right]$$

将(10)和(11)式代入上两式后,得到

$$V = \frac{1}{2} \rho g A^2 \frac{\sigma \cos \gamma}{\sqrt{\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2}}$$

$$V_s = \frac{1}{2} \rho g A^2 \frac{\sigma \cos \gamma}{\sqrt{\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2}} b_0 e^{-bx}$$

再将上两式作如下变化

$$V = \frac{1}{4} \rho g A^2 \left[ 1 + \frac{\sigma^2}{gh(\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2)} \right] \frac{2\sigma \cos \gamma / \sqrt{\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2}}{1 + \sigma^2 / [gh(\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2)]} = E \cdot c_g \quad (23)$$

$$V_s = \frac{1}{4} \rho g A^2 \left[ 1 + \frac{\sigma^2}{gh(\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2)} \right] b_0 e^{-bx} \frac{2\sigma \cos \gamma / \sqrt{\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2}}{1 + \sigma^2 / [gh(\alpha_{11}^2 + \alpha_{22}^2)]} = E_s \cdot c_g \quad (24)$$

其中,

$$c_g = \sqrt{gh} \cos \gamma \frac{2\sqrt{S}}{1+S} \quad (25)$$

是变截面河口中总能量的传播速度。特殊情况下,当  $b = 0$  和  $p = 0$  时,因  $S = 1$ ,并由 (15) 式知,此时  $\gamma = 0$ , 于是 (25) 式变成

$$c_g = \sqrt{gh} \quad (26)$$

这表明不考虑摩擦的沟渠中的潮波总能量以浅水长波波速传播。而当  $b \neq 0$ ,  $p \neq 0$  时,或者  $b$  和  $p$  其中之一不为零时,一般地说来  $S \neq 1$ , 则有  $(1 - \sqrt{S})^2 > 0$ , 从而有  $2\sqrt{S}/HS < 1$ 。于是 (25) 式满足下列关系式

$$c_g = \sqrt{gh} \cos \gamma \frac{2\sqrt{S}}{1+S} < \sqrt{gh} \cos \gamma \leq \sqrt{gh} \quad (27)$$

表明变截面河口中的潮波能量传播速度小于浅水长波速度。另外,应强调的是,  $c_g$  与  $\sqrt{gh}$  之差取决于  $\gamma$  和  $S$ , 当  $S$  很小或者  $\gamma$  接近于  $\pi/2$  时,或者  $S$  很小同时  $\gamma$  接近  $\pi/2$  时,  $c_g$  与  $\sqrt{gh}$  的差别将会是很大的。

若将 (12) 式代入 (23) 和 (24) 式, 便得

$$V = \frac{1}{4} \rho g (1+S) H^2 e^{2\alpha_{21}x} \cdot c_g \quad (28)$$

$$V_s = \frac{1}{4} \rho g (1+S) H^2 e^{-(R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2})x} \cdot c_g \quad (29)$$

根据前面的讨论,因为  $\alpha_{21}$  可正可负,而  $R^{1/2} \cos \frac{\varphi}{2}$  恒为正,因此单位宽度截面的能通量  $V$  可能随  $x$  增加而增加,也可能随  $x$  增加而减小,但是整个断面的能通量  $V_s$  总是随  $x$  增加而减小的。

## 五、对杭州湾潮能的估算

杭州湾的深度和宽度随  $x$  的变化基本上符合深度为常数、宽度为指数形式分布 (图 1)。计算中取  $h = 10.5$  m, 截面宽度  $B = b_0 e^{-bx}$ ,  $b_0 = 105000$  m,  $b = 2.50 \times 10^{-5}$ 。这些量与文献 [2] 中所采用的有些不同,我们认为改变后的这些量更符合杭州湾的实际情况。湾口处的潮位调和常数振幅取为  $H_{M_2} = 140$  cm,  $H_{S_2} = 45$  cm,  $H_{K_1} = 31$  cm,  $H_{O_1} = 18$  cm, 潮位调和常数位相取为  $K'_{M_2} = 343^\circ$ ,  $K'_{S_2} = 30^\circ$ ,  $K'_{K_1} = 212^\circ$ ,  $K'_{O_1} = 170^\circ$ 。线性摩擦系数  $p = \frac{8k}{3\pi} \tilde{U}$ , 取  $k = 0.001$ ,  $\tilde{U}$  为特征流速振幅,其取值方法是将杭州湾分成  $n$  段,每段长为 5 km, 取每段中点所对应的  $M_2$  分潮流的振幅为该段的特征流速振幅。

表 1 杭州湾  $M_2$  分潮波的平均能量及其传输Tab. 1 Mean energy of  $M_2$  wave and its transport in Hangzhou Bay

距湾口距离 (km)	0	20	40	60	80	100
动能 $KE(J/m^2)$	2.73	3.23	3.76	4.33	4.94	5.56
势能 $PE(J/m^2)$	4.80	5.85	7.04	8.37	9.82	11.40
$S = KE/PE$	0.57	0.55	0.53	0.52	0.50	0.49
断面能通量 $V_s(kW)$	$3.19 \times 10^6$	$2.21 \times 10^6$	$1.51 \times 10^6$	$1.01 \times 10^6$	$0.68 \times 10^6$	$0.44 \times 10^6$
$c_g(m/s)$	2.83	2.87	2.92	2.96	3.00	3.04

表 2 杭州湾  $S_2$  分潮波的平均能量及其传输Tab. 2 Mean energy of  $S_2$  wave and its transport in Hangzhou Bay

距湾口距离 (km)	0	20	40	60	80	100
动能 $KE(J/m^2)$	$3.04 \times 10^{-1}$	$3.62 \times 10^{-1}$	$4.25 \times 10^{-1}$	$4.92 \times 10^{-1}$	$5.65 \times 10^{-1}$	$6.38 \times 10^{-1}$
势能 $PE(J/m^2)$	$4.96 \times 10^{-1}$	$6.11 \times 10^{-1}$	$7.41 \times 10^{-1}$	$8.88 \times 10^{-1}$	$10.5 \times 10^{-1}$	$12.3 \times 10^{-1}$
$S = KE/PE$	0.61	0.59	0.57	0.55	0.54	0.52
断面能通量 $V_s(kW)$	$3.68 \times 10^3$	$2.56 \times 10^3$	$1.76 \times 10^3$	$1.19 \times 10^3$	$0.79 \times 10^3$	$0.52 \times 10^3$
$c_g(m/s)$	3.07	3.11	3.16	3.19	3.21	3.25

表 3 杭州湾  $K_1$  分潮波的平均能量及其传输Tab. 3 Mean energy of  $K_1$  wave and its transport in the Hangzhou Bay

距湾口距离 (km)	0	20	40	60	80	100
动能 $KE(J/m^2)$	$2.98 \times 10^{-2}$	$3.15 \times 10^{-2}$	$3.30 \times 10^{-2}$	$3.47 \times 10^{-2}$	$3.62 \times 10^{-2}$	$3.78 \times 10^{-2}$
势能 $PE(J/m^2)$	$2.35 \times 10^{-1}$	$2.49 \times 10^{-1}$	$2.64 \times 10^{-1}$	$2.78 \times 10^{-1}$	$2.93 \times 10^{-1}$	$3.08 \times 10^{-1}$
$S = KE/PE$	0.1269	0.1266	0.1253	0.1250	0.1238	0.1227
断面能通量 $V_s(kW)$	$2.18 \times 10^4$	$1.40 \times 10^4$	$0.88 \times 10^4$	$0.56 \times 10^4$	$0.35 \times 10^4$	$0.22 \times 10^4$
$c_g(m/s)$	0.55	0.59	0.62	0.66	0.70	0.74

表 4 杭州湾  $O_1$  分潮波的平均能量及其传输Tab. 4 Mean energy of  $O_1$  wave and its transport in the Hangzhou Bay

距湾口距离 (km)	0	20	40	60	80	100
动能 $KE(J/m^2)$	$8.55 \times 10^{-3}$	$8.96 \times 10^{-3}$	$9.37 \times 10^{-3}$	$9.69 \times 10^{-3}$	$10.1 \times 10^{-3}$	$10.5 \times 10^{-3}$
势能 $PE(J/m^2)$	$7.95 \times 10^{-2}$	$8.36 \times 10^{-2}$	$8.88 \times 10^{-2}$	$9.20 \times 10^{-2}$	$9.61 \times 10^{-2}$	$10.0 \times 10^{-2}$
$S = KE/PE$	0.1075	0.1072	0.1054	0.1053	0.1053	0.1051
断面能通量 $V_s(kW)$	$0.63 \times 10^4$	$0.38 \times 10^4$	$0.25 \times 10^4$	$0.15 \times 10^4$	$0.10 \times 10^4$	$0.06 \times 10^4$
$c_g(m/s)$	0.48	0.49	0.53	0.56	0.59	0.61

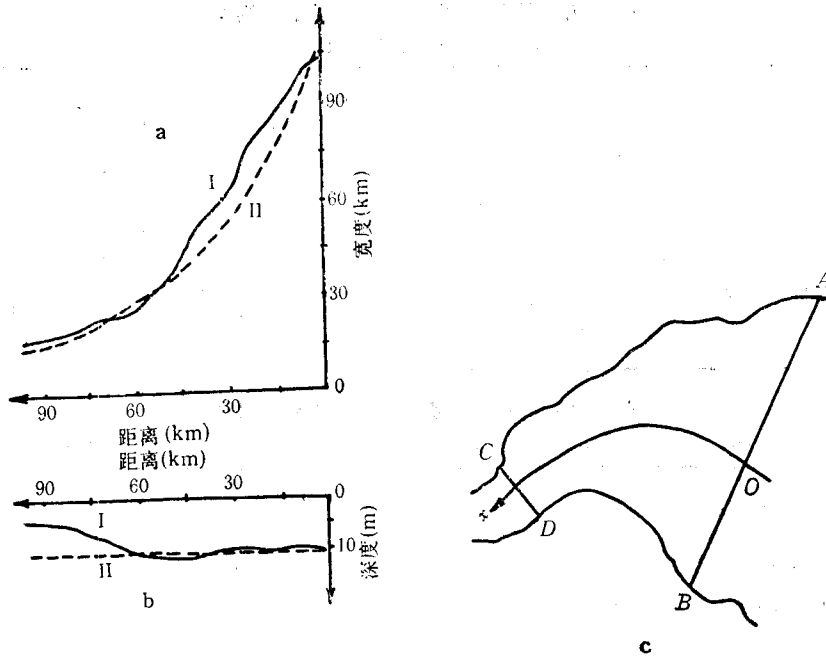


图1 杭州湾的几何形状

Fig. 1 Geometry of the Hangzhou Bay

a. 断面宽度随距湾口距离的变化 (I) 和以  $b_0 e^{-bx}$  形式拟合的曲线 (II); b. 断面平均深度随距湾口距离的变化 (I) 和  $h = 10.5$  m 的常深度 (II); c. 平面图, AB 表示湾口断面; CD 表示激浦附近的断面;  $ox$  表示自然坐标轴。

据此,我们计算了四个主要分潮波的单位表面面积以下水柱的平均动能和平均势能、反映能量劈分的  $S$  值、整个断面的能通量和能量传播速度。计算结果分不同的分潮波列于表1—表4之中。

由表1—表4可以看出: (1) 各分潮波的单位面积自由表面以下水柱所具有的平均动能和平均势能由湾口向湾内逐渐增加; (2) 平均动能小于平均势能, 半日分潮的平均动能与平均势能之比约为 0.5, 而全日分潮的相应比值仅约为 0.1; (3) 平均动能与平均势能的比值  $S$  由湾口向湾内逐渐减小, 表明平均势能由湾口向湾内增加的速度比平均动能的要快; (4) 由湾口向湾内总能量的转移速度逐渐稍有增大,  $M_2$  的  $c_g$  由湾口的 2.83 m/s 到距湾口 100 km 处增加到 3.04 m/s,  $S_2$  的  $c_g$  从 3.07 m/s 增加到 3.25 m/s,  $K_1$  的  $c_g$  由 0.55 m/s 增加到 0.74 m/s, 而  $O_1$  的  $c_g$  则由 0.48 m/s 增大到 0.61 m/s; (5) 整个断面的能通量由湾口向湾内逐渐减少, 反映了潮波在传播过程中能量的逐渐消耗; (6) 相邻两断面之间的能通量之差也是由湾口向湾内逐渐减小, 这表明潮波能量在湾口附近耗散最大, 例如距湾口为零和 20 km 两断面之间的  $M_2$  的能通量之差为  $0.98 \times 10^6$  kW, 而在距湾口 80 和 100 km 两断面之间的  $M_2$  能通量之差仅为  $0.24 \times 10^6$  kW。

最后,我们估算了潮能在杭州湾内的耗散量。在湾口, 半日分潮波 ( $M_2 + S_2$ ) 的能通量和全日分潮波 ( $K_1 + O_1$ ) 的能通量分别为  $3.56 \times 10^6$  kW 和  $2.18 \times 10^6$  kW, 而由距湾口 100 km 处的断面所流出的半日分潮和全日分潮波的能量分别为  $0.49 \times 10^6$  和

$0.28 \times 10^6$  kW。据此,可以求得四个分潮波在这两个断面之间耗散的能量约为它们由湾口断面输入的能量的 86%。上述的能通量和耗散量的估算结果与其他作者依据杭州湾潮汐数值模拟资料所估算的结果<sup>[3]</sup>或者从实测资料估算的结果<sup>[4]</sup>基本一致。

### 参 考 文 献

- [1] 叶安乐, 1984。一种变截面河口中的潮汐响应。山东海洋学院学报 14(2): 1—11。
- [2] 叶安乐, 1983。杭州湾的潮汐——断面呈指数形式变化的解析模式。海洋湖沼通报 4: 9—16。
- [3] 曹德明、方国洪, 1986。杭州湾潮汐潮流的数值计算。海洋与湖沼 17(2): 93—101。
- [4] Fang Guohong et al, 1987. Three methods for estimating turbulent stress and drag coefficient in tidal currents of the Hangzhou Bay. *Kexue Tongbao* (科学通报) 32(4): 252—257。

## THE PARTITION AND TRANSPORT OF TIDAL WAVE ENERGIES IN VARYING CROSS-SECTION ESTUARIES AND THEIR APPLICATION TO THE ESTIMATE OF TIDAL ENERGIES IN THE HANGZHOU BAY

Ye Anle

(Ocean University of Qingdao)

### ABSTRACT

Based on an analytical model of tidal wave propagation in varying cross-section estuaries, the formulas for calculating tidal energy are derived and the partition and transport of tidal energy are discussed. The results obtained are used for estimating the tidal energies of four principal constituent waves in the Hangzhou Bay. It is concluded that in the water column under the unit area of free surface, both average potential energy and average kinetic energy increase with the distance of tidal wave propagation, but the former increases faster than the latter; for semi-diurnal constituent waves the ratio of the average kinetic energy to the average potential energy is about 0.5, the corresponding ratio of diurnal constituent waves is only 0.1; the total tidal energy inputted from the mouth cross-section is  $3.58 \times 10^6$  kW, the total tidal energy outputted through the cross-section near the Ganpu is  $0.49 \times 10^6$  kW; the dissipation in the bay is about 86% of the total energy inputted through the mouth.