

计算波群折射的方法及其应用*

陈伯海

(青岛海洋大学物理海洋研究所, 青岛 266003)

提 要 根据汪炳祥 1988 提出的普遍几何群速概念和波群波向线及其波向线散开因子方程, 提出一种计算和绘制波群折射的数值方法。为使本方法较具普遍性, 将旋转坐标系引入控制方程并予以变形与简化。数值计算采用 Runge-Kutta 法。将上述方法应用于胶州湾湾口附近海域的波群折射计算并绘制其折射图。将计算结果分别与依几何群速建立的波群折射 (Breeding et al., 1978) 和单频率波折射结果比较, 可明显地看出基于本方法的结果优于后两者。

关键词 波群 普遍几何群速 向线及其散开因子

海浪的波要素是海岸工程与海洋工程选址及其设计的重要参数, 获取的方法除汪炳祥等(1985)指出的 4 种外, 还有依邻近海域的海浪观测资料, 按相关法算出所需的数据 (Nelson et al., 1988)。本文提出有别于上述方法的波群折射计算方法。

描述海浪的理论模式有规则波与不规则波, 后者显然比前者更符合实际现象。故有些学者认为用波群表征海浪比不规则波更接近现实, 尤其在工程所在的海滨带 (Kuznetsov et al., 1978)。黄培基等(1988)指出黄岛前湾海域存在波群。

本研究提出波群折射计算方法, 并根据汪炳祥(1988a, 1988c)的控制方程, 引进旋转坐标系并予以变形, 以期所提方法能有较广泛的应用。据此方法绘制出胶州湾口附近水域的波群折射图。该图优于现有的单频率波和 Breeding 等人(1978)¹⁾提出的波群法(简称 U_B 波法)。前者的波向线能直接穿过薛家岛与团岛之间宽约 3km 的瓶颈传至黄岛前湾, 且给出与实测值几乎一致的波高、周期与波向。单频率波的波向线由于没有通过瓶颈, 因而无法比较推算值与实测值的符合程度; 在相同的初始条件下, U_B 波法也只会有一条波向线通过, 其余两条中止于瓶颈某处。

1 控制方程

东起自小麦岛海洋站, 西至胶州湾内黄岛前湾 20m 等深线, 折射历程小于 30km。虞旭日等(1993)证明可选用平面直角坐标系中的波群的波向线及其散开因子方程 (汪炳祥 1988a, 1988c):

$$\left(\frac{d\theta}{ds}\right)_G = -\frac{1}{U_G} \cdot \frac{dU_G}{dn} \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助项目, 4880227 号。陈伯海, 男, 出生于 1953 年 4 月, 高级工程师。

收稿日期: 1993 年 7 月 21 日, 接受日期: 1993 年 10 月 8 日。

1) Breeding, J. E., Matson, Jr. K. C., and Riahi, N., 1978, A method for calculating wave packet trajectories and wave heights, Report, Dep. of Oceanogr, Fla. State Univ. (Tallahassee), ADA 064110.

$$\frac{d^2\beta_G}{ds^2} + p(\theta, U_G) \frac{d\beta_G}{ds} + q(\theta, U_G)\beta_G = 0 \quad (2)$$

式中, $\frac{d}{ds} = \cos\theta \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \sin\theta \cdot \frac{\partial}{\partial y}$; $\frac{d}{dn} = -\sin\theta \cdot \frac{\partial}{\partial x} + \cos\theta \cdot \frac{\partial}{\partial y}$; $p(\theta, U_G) = -\left[\cos\theta \cdot \left(\frac{1}{U_G} \cdot \frac{\partial U_G}{\partial x} \right) + \sin\theta \cdot \left(\frac{1}{U_G} \cdot \frac{\partial U_G}{\partial y} \right) \right]$; $q(\theta, U_G) = \sin^2\theta \cdot \left(\frac{1}{U_G} \cdot \frac{\partial^2 U_G}{\partial x^2} \right) - \sin\theta \cdot \cos\theta \cdot \frac{1}{U_G} \cdot \left(\frac{\partial^2 U_G}{\partial x \partial y} + \frac{\partial^2 U_G}{\partial y \partial x} \right) + \cos^2\theta \cdot \left(\frac{1}{U_G} \cdot \frac{\partial^2 U_G}{\partial y^2} \right) + \left(\frac{\partial^2\theta}{\partial y \partial x} - \frac{\partial^2\theta}{\partial x \partial y} \right)$; θ 为波群的传播方向; s 和 n 分别表示沿波群波向线和波峰线的弧长; β_G 和 U_G 分别称之为波向线散开因子和普遍几何群速, 表达式分别为:

$$\beta_G = l_G/l_{0G} = \cos\theta/\cos\theta_0 \quad (3)$$

$$U_G = U_B + \Delta U = c_1 \cdot c_2 \cdot (T_2 - T_1)/A^{1/2} \quad (4)$$

$$U_B = U \cdot \cos\phi \quad (5)$$

式中, $\Delta U = U \cdot [(k_1 - k_2) - \Delta K \cdot \cos\phi]/\Delta K$; $U = \frac{d\omega}{dk} = (\omega_1 - \omega_2)/(k_1 - k_2)$; $A = (c_1 \cdot T_1)^2 + (c_2 \cdot T_2)^2 - 2c_1 \cdot c_2 \cdot T_1 \cdot T_2 \cdot \cos(\Delta\Gamma)$; $\Delta K = [k_1^2 + k_2^2 - 2 \cdot k_1 \cdot k_2 \cdot \cos(\Delta\Gamma)]^{1/2}$; $\Delta\Gamma = r_1 - r_2$; $\phi = \theta - \Gamma$; $\text{tg}\Gamma = (k_1 \cdot \sin r_1 + k_2 \cdot \sin r_2)/(k_1 \cdot \cos r_1 + k_2 \cdot \cos r_2)$; $\text{tg}\theta = (k_1 \cdot \sin r_1 - k_2 \cdot \sin r_2)/(k_1 \cdot \cos r_1 - k_2 \cdot \cos r_2)$; (c_1, c_2) , (T_1, T_2) , (r_1, r_2) , (k_1, k_2) 和 (ω_1, ω_2) 分别表示组成波的相速, 周期, 波向, 波数和圆频率; Γ 为子波的传播方向; ϕ 称为偏角; U 与 U_B 分别称为同线群速和几何群速; l_G 和 l_{0G} 分别表示相邻两条波向线间任意相邻两处断面的宽度。

若 $\Delta U = 0$ 则 $U_B = U_G$, 于是式(1)和(2)便分别化为 U_B 波法的结果; 若 $r_1 = r_2 = \theta$; $c_1 = c_2 = c$ 且 $T_1 = T_2 = \text{常数}$ 时, 则式(1)化为单频率波的结果 (Wang, 1988c), 此时 U_G 为 c 所代替, 除前述三条件外, 当 $\frac{\partial^2 U_G}{\partial y \partial x} = \frac{\partial^2 U_G}{\partial x \partial y}$ 和 $\frac{\partial^2\theta}{\partial x \partial y} = \frac{\partial^2\theta}{\partial y \partial x}$ 时, 式(2)转化为单频率波的波向线散开因子 (汪炳祥, 1988a), 且 β_c 代替 β_G 。

据式(2)的假定, 通过相邻两波向线间相距不远的两断面 ($j, j+1$) 的波动能量相等, 即:

$$P_j \cdot l_j = E_j \cdot l_j \cdot (U_G)_j \quad (6)$$

和

$$P_{j+1} \cdot l_{j+1} = E_{j+1} \cdot l_{j+1} \cdot (U_G)_{j+1} \quad (7)$$

相等。其中 P_j 表示单位时间内通过单位宽度的能量; 单位面积的能量 E_j 比例于波高 H_j 的平方。于是:

$$H_{j+1} = (K_s)_{j+1} \cdot (K_f)_{j+1} \cdot (K_r)_{j+1} \cdot H_j \quad (8)$$

$$\text{式中, 变浅系数为: } (K_s)_{j+1} = [(U_G)_j/(U_G)_{j+1}]^{1/2} \quad (9)$$

$$\text{折射系数为: } (K_r)_{j+1} = [l_j/l_{j+1}]^{1/2} = \beta_G^{-1/2} \quad (10)$$

摩擦系数为:

$$(K_f)_j = [P_{j+1} \cdot l_{j+1}/(P_j \cdot l_j)]^{1/2} = (K_f)_j/[F \cdot (K_f)_j(\Delta s)_{j+1} + 1] \quad (11)$$

$$F = [(32\pi^3 \cdot f \cdot H_i)/(3g^2 \cdot T_{j+1}^4)] \cdot [K_r/\text{sh}(kh)]_{j+1}^3 \cdot (K_r)_{j+1}^D \quad (12)$$

式(11)和(12)中 Δs 和 f 分别是波向线上相邻两点间的弧长和底摩擦系数(=0.01—0.05); T_{j+1} 和 $(K_r)_{j+1}$ 分别为组成波周期和折射系数。 $(K_f)_{j+1}$ 的表示法将于后面讨论。

2 数值计算模式

数值计算中除须知起始点的波高、周期和波向外, 还需所论海域的水深资料。由于输入的水深资料仅是网格点上的数据, 而其它点的水深值则依内插法求之; 采用 Dobson 的二次曲面方程 (Breeding et al., 1978):

$$h(x, y) = E_1 + E_2 \cdot x + E_3 \cdot y + E_4 \cdot x^2 + E_5 \cdot x \cdot y + E_6 \cdot y^2 \quad (13)$$

与所求点周边邻近的 12 个网格点的水深值, 用最小二乘法求出各系数 $E_m (m = 1 \cdots 6)$ 值后确定。水深对坐标的导数如下:

$$\frac{\partial h}{\partial x} = E_2 + 2E_4 \cdot x + E_5 \cdot y; \quad \frac{\partial h}{\partial y} = E_3 + E_5 \cdot x + 2E_6 \cdot y; \quad \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} = 2E_6;$$

$$\frac{\partial^2 h}{\partial x \partial y} = E_5; \quad \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} = 2E_4 \quad (14)$$

引进旋转坐标系 (x', y') , 使 c, U, U_B 和 U_G 等参量对 y' 的导数均为零, 即 y' 轴与等深线或等波速线迭合或平行。原坐标系与旋转坐标系间的关系如图 1 所示。

从图 1 中可知:

$$\begin{aligned} x' &= x \cdot \cos \alpha + y \cdot \sin \alpha; \\ y' &= -x \cdot \sin \alpha + y \cdot \cos \alpha \end{aligned} \quad (15)$$

式中, $\theta' = \theta - \alpha; \Gamma' = \Gamma - \alpha; \alpha$ 是 x' 轴自正 x 轴起沿反时针方向的旋转角, 其值为 $\text{tg} \alpha = \frac{\partial h}{\partial y} / \frac{\partial h}{\partial x}$ 。

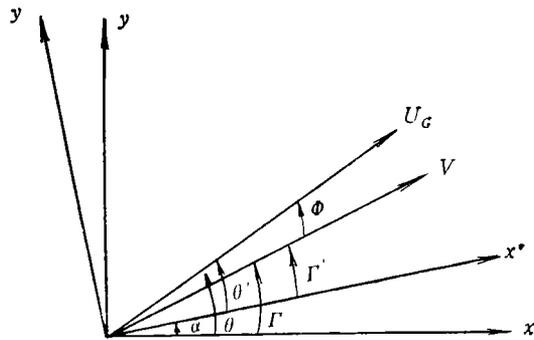


图 1 固定坐标系与旋转坐标间的关系, 以及 $\alpha, \theta, \Gamma, \theta', \Gamma'$ 和 Φ 的定义图解
Fig. 1 Relationship between the coordinate systems, and definition diagram for $\alpha, \theta, \Gamma, \theta', \Gamma'$ and Φ

从图中可知 $\phi = \phi'$ 以及 $dx' = (ds)_{U_G} \cdot \cos \theta'$ (16)

和 $dx' = (ds)_V \cdot \cos \Gamma'$ (17)

在新坐标系下, 式(14)为:

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial x'} &= \cos \alpha \cdot \frac{\partial h}{\partial x} + \sin \alpha \cdot \frac{\partial h}{\partial y}; \quad \frac{\partial h}{\partial y'} = 0; \quad \frac{\partial^2 h}{\partial y'^2} = 0; \\ \frac{\partial^2 h}{\partial x' \partial y'} &= 0; \quad \frac{\partial^2 h}{\partial x'^2} = \cos^2 \alpha \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} + \sin^2 \alpha \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial y^2} + \sin 2\alpha \cdot \frac{\partial^2 h}{\partial x \partial y} \end{aligned} \quad (18)$$

以及式(1)为:

$$\left(\frac{d\theta'}{ds} \right)_{U_G} = \frac{\sin \theta'}{U_G} \cdot \frac{\partial U_G}{\partial x'} \quad (1')$$

由于 $\theta' = \theta'(x'(s), y'(s))$, 求 θ' 的全微分并与式(1')结合则:

1) Breeding et al., (1978) 将其笔误为 $F = [(32\pi^2 \cdot f \cdot H_i)/(3g^2 \cdot T_{j+1}^4)] \cdot [K_r/\text{sh}(kh)]_{j+1}^3$ 。(作者注)

$$\frac{\partial \theta'}{\partial x'} = \left(\text{tg} \theta' \cdot \frac{\partial U_G}{\partial x'} \right) / U_G \tag{19}$$

依导出上式的步骤,可得到:

$$\frac{\partial \Gamma'}{\partial x'} = \left(\text{tg} \Gamma' \cdot \frac{\partial V}{\partial x'} \right) / V \tag{20}$$

其次讨论 c_i, V, U, U_B 和 U_G 等变量在新坐标系中的变化。应指出的是,文中所讨论的 T_i 为一变量,有异于通常的假定,例如 Breeding 等(1978)令其为常量。

(A) 组成波的相速 c_i 与其对 x' 的偏导数:

$$c_i = \frac{gT_i}{2\pi} \cdot \text{th} \left(\frac{2\pi h}{c_i T_i} \right) = \text{th} \left(\frac{a \cdot g \cdot h}{c_i} \right) / a \quad i = 1, 2 \tag{21}$$

$$\frac{\partial c_i}{\partial x'} = Y \cdot \frac{\partial a}{\partial x'} + Z \cdot \frac{\partial h}{\partial x'} \tag{22}$$

式中, $Y = c_i \cdot [I \cdot \text{sech}^2(I) - \text{th}(I)] / (a \cdot W)$, $Z = a \cdot g \cdot \text{sech}^2(I) / W$, $W = c_i \cdot a + I \cdot \text{sech}^2(I)$, $a = 2\pi / (g \cdot T_i)$, $I = 2\pi h / (c_i \cdot T_i) = a \cdot g \cdot h / c_i$

(B) 普遍几何群速 U_G

从式(4)可得

$$\frac{\partial U_G}{\partial x'} = \left[\left(\cos \phi \cdot \frac{\partial U}{\partial x'} + \sigma \cdot \frac{\partial V}{\partial x'} \right) + \frac{\partial}{\partial x'} (\Delta U) \right] / (1 + \gamma) \tag{23}$$

其中, $\gamma = U \cdot \sin \phi \cdot \text{tg} \theta' / U_G$, $\sigma = U \cdot \sin \phi \cdot \text{tg} \Gamma' / V$ 。

(C) 几何群速 U_B

若 $\Delta U = 0$ 则式(4)变成式(5),对 x' 轴求偏导数:

$$\frac{\partial U_B}{\partial x'} = \left[\cos \phi \cdot \frac{\partial U}{\partial x'} + \sigma \cdot \frac{\partial V}{\partial x'} \right] / (1 + \text{tg} \theta' \cdot \text{tg} \phi) \tag{24}$$

(D) 子波的传播速度 V

$$\frac{\partial V}{\partial x'} = \frac{d}{dx'} \left(\frac{A_2}{A_1} \right) = \left(A_1 \cdot \frac{\partial A_2}{\partial x'} - A_2 \cdot \frac{\partial A_1}{\partial x'} \right) / A_1^2 \tag{25}$$

式中, $A_1 = k_1 + k_2$, $A_2 = \omega_1 + \omega_2$

(E) 同线群速,即群速的传统定义 U

类似上式的推导,可得:

$$\frac{dU}{dx'} = \left[A_3 \cdot \frac{dA_4}{dx'} - A_4 \cdot \frac{dA_3}{dx'} \right] / A_3^2 \tag{26}$$

式中, $A_3 = k_1 - k_2$, $A_4 = \omega_1 - \omega_2$

实际计算中,尚需以上各变量的二阶导数,如 $\frac{\partial^2 U_G}{\partial x'^2}$ 等,为节省篇幅这里不予列出。

计算波向线曲率时我们假定波向线上每一点附近的等深线局部平行,于是便可获得 Snell 定律。

$$\phi_{j+1}^* = \arcsin \left(\frac{G_{j+1}}{G_j} \cdot \sin \phi_j \right) \tag{27}$$

式中, $-90^\circ \leq \phi_{j+1}^* \leq 90^\circ$; ϕ_{j+1}' 按下列方案确定:

$$\phi'_{j+1} = \begin{cases} \phi^*_{j+1} & \phi_j \leq 90^\circ \\ 180^\circ - \phi^*_{j+1} & 90^\circ < \phi_j \leq 270^\circ \\ 360^\circ + \phi^*_{j+1} & \phi_j > 270^\circ \end{cases} \quad (28)$$

于此说明两点: (i)在 Snell 定理的应用中,入射角 ϕ 与 α 角有相同的定义; (ii) 式中的 G 与 ϕ 分别是 c_i, U, U_B, V, U_G 和 $\theta, \theta', \Gamma, \Gamma', r_1$ 与 r_2 的泛称, 视需要而定。为方便起见, 以下仅以 U_G 传播的波群(以后简称 U_G 波)为例予以阐明。

计算波群波向线上任意相邻两点的值, 原则上虽可依式(1')迭代算得, 但其波向线的曲率却是按式(27)进行计算。波向线上任意两点(j 和 $j + 1$)的各物理量之间有如下关系: 从 j 点到 $j + 1$ 点的波向角度差: $\Delta\theta = \theta'_{j+1} - \theta'_j$; 两点间的平均曲率、平均角度和位移分别为: $\bar{K}_G = [(K_G)_{j+1} + (K_G)_j]/2 = \Delta\theta/D_n$; $\bar{\theta} = (\theta'_{j+1} + \theta'_j)/2$; $x'_{j+1} = x'_j + D_n \cdot \cos\bar{\theta}$, $y'_{j+1} = y'_j + D_n \cdot \sin\bar{\theta}$; $D_n = (U_G \cdot \Delta t)/Grit$, $Grit$ 和 Δt 分别为水深网格的单位长度和时间步长。

至于 K , 虽可从式(10)算出, 但在 (x', y') 坐标系中, 仍需基于(27)式的假定, 建立新的一阶微分方程, 以便利用 Runge-Kutta 法求解 (Breeding et al., 1978)。将波向线散开因子对时间分别求一阶与二阶导数:

$$\frac{d\beta_G}{dt} = -\frac{\sin^2\theta'}{\cos\theta'_0} \cdot \frac{\partial U_G}{\partial x'} = Q \quad (29)$$

和

$$\frac{d^2\beta_G}{dt^2} = \frac{d\theta}{dt} = p_1 \cdot Q + q_1 \cdot \beta_G \quad (30)$$

式中, $p_1 = 2 \cos\theta' \cdot \frac{\partial U_G}{\partial x'}$; $q_1 = -U_G \cdot \sin^2\theta' \cdot \frac{\partial^2 U_G}{\partial x'^2}$ 。

推导中分别利用式(16)和式(18)。

3 计算结果的分析与讨论

图 2 示出了我们感兴趣的部分的计算海域的底形, 陆地边界与三种波形的各三条波

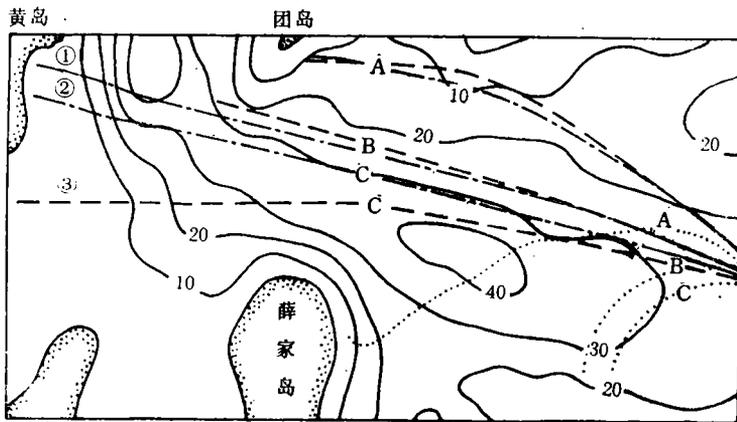


图 2 各种波形的波向线的比较

Fig. 2 Comparison between ray for various wave models

初始值: $H_{1/10} = 9.0(\text{m})$; $T = 9.2(\text{s})$, $\theta_A = 355^\circ$; $\theta_B = 345^\circ$; $\theta_C = 330^\circ$ 。

图中曲线 A, B 和 C 分别对应于起始角 θ_A, θ_B 和 θ_C 。

——等深线; -·-·-以 U_G 传播的波群; - - - -以 U_B 传播的波群; ·····单频率波。

向线,以供比较与分析。图中等水深线显示,在团岛与薛家岛之间宽约 3km 形似瓶颈的海区,以其约 30m 的水深分别向东西两面延伸,各联着一个 40m 以深的水池。这样的底形与海岸边界构成障碍,使某种波形的波向线不能直接传至黄岛前湾海域。就文中计算的个例而言,有三条单频率波,二条 U_B 波和一条 U_G 波,它们的东向波的波向线不能穿过瓶颈。计算获得的黄岛前湾 20m 等深线的波要素列于表 1。

表 1 20m 等深线波要素的计算值与实测值的比较

Tab. 1 Comparison of the observations and computations of wave characteristics in the 20m water depth contour

波 群 计 算 值						单频率波法 计 算 值 (李元治,1988)			实 测 值 (李元治,1988)		
本文方法			BREEDING 法			波高 (m)	周期 (s)	波向 (°)	波高 (m)	周期 (s)	波向 (°)
波高 (m)	周期 (s)	波向 (°)	波高 (m)	周期 (s)	波向 (°)						
2.15	7.42	345									
2.92	8.14	350				3.0	9.2	E	2.8	9.1	E
			3.44	8.85	359						

表 1 数字表明,实测波高值落于本文方法的推算值之间,实测周期值略高于推算值,波向的观测值与推算值符合良好;按 U_B 波法计算的波高大于实测值,周期相近;按本文算出的单频率波的三条波向线均未传进瓶颈,因而无法讨论其在指定水域的波要素。由此可见,本文方法给出的结果良好。

从图 2 的曲线和表 1 的数据验证了汪炳祥(1988a,1988c)的推论,即: U_G 波模式在理论上较 U_B 波的合理,与实际的符合显然更为理想。而 U_B 波较单频率波的结果好,这一点, Breeding (1978) 在其文中曾经指出。

上述结果是在平面直角坐标系中,起始点取在通过小麦岛海洋观测站的经度上, x 轴与 y 轴分别指向西与南为正;网格步长为 250m;计算起始点的波高 ($H_{1/10}$)、周期 (\bar{T}) 和波向均取自李元治(1988)的数据,即 9.0m, 9.2s 和 ESE。

当海浪由深水传入浅水终至濒临破碎之前,其周期的变化有两种认识: Breeding 等(1978)视其为常数; Wang (1990)则认为逐渐减小。由于不论从斯托克斯波和椭圆余弦波理论还是从风浪理论来说,波高与周期间存在一定的关系(汪炳祥, 1988b)。波高既然随传播距离和水深的变浅而衰减,周期焉能守恒。显然,后者较前者更切合实际且得到观测值的支持(汪炳祥,1988b; Wang, 1990)。据我们的计算值,小麦岛附近海域的浪传至黄岛前湾时,波高减少约 2/3;而周期变化仅为 1/6—1/8;周期的变化虽然较波高慢,但却不可视为不变。

式(11)是基于有限水深的小振幅波理论推导而得,之所以如此,原因在于波群的贴底流速迄今仍是尚待研究的问题。因此本文沿用 Breeding 等(1978)的结果。

4 结论

海浪自深水传至浅水域,出现折射、绕射及反射等,情况很复杂。且上述现象并非单独发生,往往是同时发生。本文仅讨论 U_G 波的折射,为了比较而叙及了单频率波和 U_B

波的折射。

数值计算结果表明, 本文得出的结果与实测结果符合程度较 U_B 波为好。由于文中计算的单频率波没有能直接传进胶州湾口, 无法评价其传至黄岛前湾水域的波要素, 故在表 1 中引用李元治(1988)的结果。

实际地形是复杂的, 引进随计算点移动的旋转坐标是非常必要的, 它使本程序较具普遍性。数值计算胶州湾口附近海域的波群折射表明, 在如此复杂的底形能得以实现, 有理由预期, 应用于其它海域将会顺利。

参 考 文 献

- 李元治, 1988, 8509 号台风的推算与分析, 海岸工程, 7(2): 10—18。
- 汪炳祥、张就兹、武桂秋, 1985, 深水风浪预报模式的比较, 山东海洋学院学报, 15(3): 1—11。
- 汪炳祥, 1988a, 波群的波向线散开因子方程, 山东海洋学院学报, 18(1): 1—9。
- 汪炳祥, 1988b, 推算浅水海浪设计周期的另一方法, 海岸工程, 6(1): 68—78。
- 黄培基、胡泽建, 1988, 胶州湾双峰海浪频谱的表示, 海洋学报, 10(5): 531—537。
- 虞旭日、王丽娜, 1993, 波群与单频率波的波向线的比较, 青岛海洋大学学报, 23(3): 1—12。
- Breeding, J. E., 1978, Velocities and refraction laws of wave groups: A verification, *J. G. R.*, 83(C6): 2 970—2 976.
- Kuznetsor, A. I., Khaskhathikh, G. D., 1978, Load analysis from wave groups, *Proc., 16th Coastal Eng. Conf. (Hamburg)*, 3: 2 328—2 339.
- Nelson, R. C., Treloar, P. D., and Lawson, N. V., 1988, The dependency of inshore long wave on the characteristics of offshore short waves, *Coastal Eng.*, 12(3): 213—231.
- Wang Bingxiang, 1988c, A general geometric group velocity of ocean waves and its applications, *Collected Oceanic Works*, 11: 15—32.
- Wang Bingxiang, 1990, Period model of sea waves in shallow water, *In Physics of Shallow Seas*, China Ocean Press (Beijing), pp. 219—227.

A METHOD FOR CALCULATING WAVE GROUPS REFRACTION AND ITS APPLICATION

Chen Bohai

*(Institute of Physical Oceanography, Ocean University
of Qingdao, Qingdao 266003)*

ABSTRACT

The concept of general geometric group velocity and the ray and its separation factor equations for ocean wave groups (Wang, 1988a, 1988c) are used to establish a numerical method for calculating and plotting a refracted chart of the gravity water wave groups. To make the method of more general validity, a rotating coordinate system is introduced into the above mentioned governing equations and then they are transformed and simplified. The numerical computation employs the Runge-Kutta method. The procedure has been applied to investigating the refraction of the wave groups in the neighborhood of the Jiaozhou Bay mouth and to constructing in turn the refracted chart. The results based on the method proposed by this paper have been compared with those given by the method of Breeding et al. (1978) and of the monochromatic wave, so far as the cases examined are concerned, the results here obtained show better than them both.

Key words Wave groups General geometric group velocity Wave ray and its separation factor