

# 台风涌浪传播的计算方法

钱志春

永田丰

(上海台风研究所, 上海 200030)

(日本东京大学地球行星物理系, 东京日本)

## 提 要

本文推导出一个计算台风涌浪传播的较普遍的公式, 实例计算表明, 所推得的公式较好地反映了台风涌浪传播的主要特征.

关键词: 台风; 涌浪; 计算; 传播.

## 一、引 言

宇野木<sup>[1]</sup>曾对台风涌浪作过研究, 给出了台风涌浪方向的分布图, 但对台风的涌浪高只给出了定性的讨论. 许为民和钱志春<sup>[2]</sup>在台风突然发生且突然消失的假定下, 推导了一个静止台风涌浪传播的计算公式, 得到了一些有意义的结果. 本文推导了一个台风涌浪较普遍的计算公式, 实例计算表明, 它能更好地反映出台风涌浪传播的主要特征.

## 二、理 论

### 1. 简单情形

假定台风风区为一圆形, 其半径为  $R$ , 某一点  $P$  距台风风区外围的距离为  $L$ , 如图 1 所示. 从简单的几何关系易得,

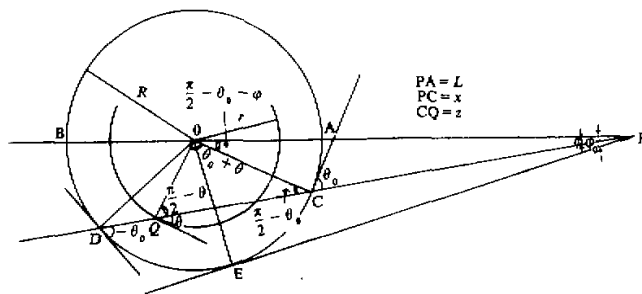


图1 台风涌浪计算方法示意图

1990年9月2日收到, 1991年5月27日收到修改稿.

$$\theta_0 = \arccos \left( \frac{L+R}{R} \sin \varphi \right), \quad (1)$$

$$\varphi_0 = \arcsin \left( \frac{R}{L+R} \right), \quad (2)$$

$$x = \sqrt{(L+R)^2 + R^2 - 2(L+R)R \cos \left( \frac{\pi}{2} - \theta_0 - \varphi_0 \right)}, \quad (3)$$

$$z = R \frac{\sin(\theta_0 + \theta)}{\sin \left( \frac{\pi}{2} - \theta \right)}, \quad (4)$$

$$r = R \frac{\sin \left( \frac{\pi}{2} - \theta_0 \right)}{\sin \left( \frac{\pi}{2} - \theta \right)}, \quad (5)$$

式中  $R, L, \theta, \theta_0, \varphi, \varphi_0, r, x, z$ , 均已在图 1 中标出。

为简单起见, 假定风沿等压线吹, 显然, 只有在半圆  $\widehat{AEB}$  内所产生的风浪才能以涌浪的方式传播到 P 点。我们先假定  $R$  和  $L$  为常数, 且台风突然发生又突然消失的极简单情形。因此, 任时刻  $t$  沿  $\varphi$  方向 CD 线上任一点 Q 的风浪传播到 P 点的频率应由下式决定<sup>[3]</sup>,

$$\omega = gt/2(x+z) = \omega(\theta, \varphi; t), \quad (6)$$

式中  $g$  为重力加速度, 因此任时刻  $t$  时, 来自半圆  $\widehat{AEB}$  传播到 P 点的涌浪能为<sup>[2]</sup>,

$$E(t) = \int_{\omega_i}^{\omega_e} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) d\theta d\omega, \quad (7)$$

式中  $A^2(\omega, \theta; t)$  为二维风浪能谱,  $\omega_i, \omega_e$  分别为时刻  $t$  传播到 P 点组成波的最小和最大频率。由于沿 CD 线上的不同点, 风向和 CD 线的夹角  $\theta$  是不同的, 因此沿 CD 线的积分实为对  $\theta$  的积分。当给定  $\varphi$ , 即可求出积分限  $\theta_0(\varphi)$ 。但在求沿不同方向  $\varphi$  的积分时, 应用公式(6), 作积分变换, 即可求得任时刻  $t$  P 点的涌浪能为<sup>[2]</sup>,

$$E(t) = \int_{\omega_i}^{\omega_e} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) d\theta d\omega = \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega(\varphi), \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi, \quad (8)$$

式中  $J(\varphi, \theta; t)$  为 Jacobi 积分变换。利用(1)—(6)式得,

$$J(\varphi, \theta; t) = - \frac{gt(x_\varphi + z_\varphi)}{2(x+z)^2}, \quad (9)$$

$$x_{\varphi} \equiv \frac{\partial x}{\partial \varphi} = - \frac{(L+R)R \sin\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 - \varphi\right)(1 + \theta_0 \varphi)}{\sqrt{(L+R)^2 + R^2 - 2(L+R)R \cos\left(\frac{\pi}{2} - \theta_0 - \varphi\right)}}, \quad (10)$$

$$z_{\varphi} \equiv \frac{\partial z}{\partial \varphi} = R \frac{\cos(\theta_0 + \theta)}{\sin\left(\frac{\pi}{2} + \theta\right)} \cdot \theta_{0\varphi}, \quad (11)$$

$$\theta_{0\varphi} \equiv \frac{\partial \theta_0}{\partial \varphi} = - \frac{\cos \varphi}{\sqrt{\frac{R^2}{(L+R)^2} - \sin \varphi}}. \quad (12)$$

若台风并不突然消失, 则(8)式应改写为,

$$E(t) = \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega(\varphi), \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \\ + \int_0^t \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \frac{\partial}{\partial t} \{A^2(\omega(\varphi), \theta; t) J(\varphi, \theta; t)\} d\theta d\varphi dt \quad (13)$$

式中第二项表示台风继续存在时所产生的风浪所传播过来的涌浪能. 若台风在  $t = t_l$  时登陆, 则台风登陆后的涌浪计算公式应为,

$$E(t > t_l) = \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \\ + \int_0^t \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \frac{\partial}{\partial t} \{A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t)\} d\theta d\varphi dt \\ - \int_0^{t-t_l} \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \frac{\partial}{\partial t} \{A^2(\omega, \theta; t-t_l) J(\varphi, \theta; t-t_l)\} d\theta d\varphi dt, \quad (14)$$

式中第三项表示台风登陆后所传播来的虚假的涌浪能. 因此, 公式(13)和(14)分别为台风登陆前和登陆后传播到 P 点的涌浪能计算公式.

## 2. 一般情形

在以上讨论中, 假定了  $L$  和  $R$  均为常数. 现考虑  $L$  和  $R$  均随时间变化的一般情况. 此时公式(14)应为,

$$\begin{aligned}
 E(t) = & \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \\
 & + \int_0^t \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \right\} dt \\
 & - \begin{cases} 0 & (\text{当 } t \leq t_l \text{ 时}) \\ \int_0^{t-t_l} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t-t_l) J(\varphi, \theta; t-t_l) d\theta d\varphi \right\} dt, & (\text{当 } t > t_l \text{ 时}), \end{cases} \quad (15)
 \end{aligned}$$

或将上式展开,

$$\begin{aligned}
 E(t) = & \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \\
 & + \int_0^t \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \frac{\partial}{\partial t} \{ A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) \} d\theta d\varphi dt \\
 & + \int_0^t \left\{ \int_0^{\varphi_0} [A^2(\omega, \theta_0; t) J(\varphi, \theta_0; t) + A(\omega, -\theta_0; t) J(\varphi, -\theta_0; t)] \frac{\partial \theta_0}{\partial t} d\varphi \right\} dt \\
 & + \int_0^t \left\{ \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega(\varphi_0), \theta; t) J(\varphi_0, \theta; t) d\theta \right\} dt \\
 & - \begin{cases} 0, & (\text{当 } t \leq t_l \text{ 时}) \\ \left\{ \int_0^{t-t_l} \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} \frac{\partial}{\partial t} \{ A(\omega, \theta; t-t_l) J(\varphi, \theta; t-t_l) \} d\theta d\varphi dt \right. \\ & + \int_0^{t-t_l} \left\{ \int_0^{\varphi_0} [A^2(\omega, \theta_0; t-t_l) J(\varphi, \theta_0, t-t_l) \right. \\ & \quad \left. + A^2(\omega, -\theta_0; t-t_l) J(\varphi, -\theta_0, t-t_l)] \frac{\partial \theta_0}{\partial t} d\varphi \right\} dt \\ & \left. + \int_0^{t-t_l} \left\{ \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} \left[ \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega(\varphi_0), \theta; t-t_l) J(\varphi_0, \theta; t-t_l) d\theta \right] dt \right\} \right\}, \end{cases} \quad (16) \\
 & (\text{当 } t > t_l \text{ 时}),
 \end{aligned}$$

若将二维风浪能谱  $A^2(\omega, \theta; t)$  取以下较普遍的形式<sup>[3]</sup>

$$A^2(\omega, \theta; t) = \frac{A}{\omega^p} \exp\left(-\frac{B}{(u\omega)^q}\right) \cdot k \cdot \cos^r \theta, \quad (17)$$

其中  $A, B, p, q, k, r$  为参量, 由于该谱中包括 6 个参量可供调整, 故具有较大的“弹性”来反映外部因素对谱的影响, 式中  $u$  为风速. 事实上, 若取  $A = C \cdot \frac{\pi}{2}$ ,  $C = 3.05 \text{ m}^2 \cdot \text{s}^{-5}$ ,  $B = 2g^2$ ,  $p = 6$ ,  $q = 2$ ,  $k = \frac{2}{\pi}$ ,  $r = 2$ , 即为常用的 Neumann 谱. 若取  $A = \alpha g^2$ ,  $\alpha = 8.1 \times 10^{-3}$ ,  $B = \beta g^4$ ,  $\beta = 0.74$ ,  $p = 5$ ,  $q = 4$ ,  $k = 2/\pi$ ,  $r = 2$ , 即为常用的 P-M 谱. 应用(17)式, 最终得到计算传播到 P 点涌浪能的公式为,

$$\begin{aligned} E(t) = & \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A1(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi + \int_0^t \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A2(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi dt \\ & + \int_0^t \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A3(\varphi_0, \theta; t) d\theta dt + \int_0^t \int_0^{\varphi_0} [A4(\varphi, \theta_0; t) \\ & + A5(\varphi, -\theta_0; t)] \frac{\partial \theta_0}{\partial t} d\varphi dt \\ & - \begin{cases} 0 & (\text{当 } t < t_i \text{ 时}) \\ \left\{ \int_0^{t-t_i} \int_0^{\varphi_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A2(\varphi, \theta; t-t_i) d\theta d\varphi dt + \int_0^{t-t_i} \frac{\partial \varphi_0}{\partial t} \left[ \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A3(\varphi_0, \theta; t-t_i) d\theta \right] dt \right. \\ \left. + \int_0^{t-t_i} \int_0^{\varphi_0} [A4(\varphi, \theta_0; t-t_i) + A5(\varphi, -\theta_0; t-t_i)] \frac{\partial \theta_0}{\partial t} d\varphi dt \right\}, \end{cases} \quad (18) \end{aligned}$$

式中

$$A1(\varphi, \theta, t) = \frac{kAg^2}{\omega^p} \cos^r \theta \cdot \frac{(x_\varphi + z_\varphi)}{(x+z)^2} \cdot \exp\left(-\frac{B}{(u\omega)^q}\right), \quad (19)$$

$$\begin{aligned} A2(\varphi, \theta; t) = & \frac{kAg^2 \cos^r \theta}{\omega^p (x+z)^2} \cdot \left[ \frac{tBq(u' \omega + \omega' u)}{(u\omega)^{q+1}} (x_\varphi + z_\varphi) \right. \\ & + \left( 1 - \frac{P\omega' t}{\omega} \right) (x_\varphi + z_\varphi) + t(x'_\varphi + z'_\varphi) \\ & \left. - \frac{2t(x_\varphi + z_\varphi)}{(x+z)} (x' + z') \right] \exp\left(-\frac{B}{(u\omega)^q}\right), \quad (20) \end{aligned}$$

$$A3(\varphi_0, \theta; t) = \left[ \frac{kAg^2}{\omega^p} \cos^r \theta \frac{(x_\varphi + z_\varphi)}{(x+z)^2} \exp\left(-\frac{B}{(u\omega)^2}\right) \right]_{\varphi=\varphi_0}, \quad (21)$$

$$A4(\varphi, \theta_0; t) = \left[ \frac{kAg^2}{\omega^p} \cos^r \theta \frac{(x_\varphi + z_\varphi)}{(x+z)^2} \exp\left(-\frac{B}{(u\omega)^2}\right) \right]_{\theta=\theta_0}, \quad (22)$$

$$A5(\varphi, -\theta_0; t) = \left[ \frac{kAgt}{\omega^p} \cos^2 \theta \frac{(x_\varphi + z_\varphi)}{(x+z)^2} \exp\left(-\frac{B}{(u\omega)^2}\right) \right]_{\theta=-\theta_0}, \quad (23)$$

$$\frac{\partial \varphi_0}{\partial t} = \frac{R' L - R L'}{(L+R)\sqrt{L^2 + 2RL}}, \quad (24)$$

$$\frac{\partial \theta_0}{\partial t} = \frac{(R'_L - R'_L') \sin \varphi}{R \sqrt{R^2 - (L+R)^2 \sin^2 \varphi}}, \quad (25)$$

而  $u'$ ,  $R'$ ,  $L'$ ,  $\omega'$ ,  $x'_\varphi$ ,  $z'_\varphi$  分别表示  $\frac{\partial u}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial R}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial L}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial \omega}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial x_\varphi}{\partial t}$ ,  $\frac{\partial z_\varphi}{\partial t}$ . 从公式(18)我们可以得出以下的一般结论:

(1) 当台风风场越强, 从(17)式可知, 二维风浪能谱越大, 因此从(18)式计算求得的传播到 P 点的涌浪能也越大;

(2) 当  $u$  和  $L$  一定时,  $R$  随时间增加, 即  $R' > 0$ , 它相当于台风风区扩大时, 由(24)和(25)式可知,  $\frac{\partial \varphi_0}{\partial t} > 0$ ,  $\frac{\partial \theta_0}{\partial t} > 0$ , 因此从(18)式计算的  $E(t)$  也将增加;

(3) 当  $u$  和  $R$  一定时,  $L$  随时间减少, 即  $L' < 0$ , 它相当于台风向计算点 P 逼近. 由(24)和(25)式可知,  $\frac{\partial \varphi_0}{\partial t} > 0$ ,  $\frac{\partial \theta_0}{\partial t} > 0$ , 故从(18)式计算的  $E(t)$  也将增加.

如果已知  $R(t)$ ,  $L(t)$ ,  $u(r, t)$ , 并选定了谱形(即选定谱形参量  $A, B, p, q, k, \gamma$ ), 则从(18)式即可计算求得传播到 P 点的涌浪能  $E(t)$ , 再从 Longue-Higgins<sup>[4]</sup> 关系,

$$H_s = \beta \sqrt{E} \quad (26)$$

式中  $H_s$  为涌浪高,  $\beta$  一般取 4, 即可求得涌浪高.

### 三、计 算 例

图 2 取自文献[1], 为一次在日本 TANGO (南方定点) 海洋观测站观测到的台风 NINA (1953) 的涌浪实例. 图 3 中实线为该站观测到的涌浪高随时间演变曲线. 从图中可以看出, 涌浪自 12 日 20 时(北京时, 下同)开始增加, 15 日 08 时起, 涌高稳定在 3.8 m, 16 日 20 时起, 逐渐减少, 这种涌浪高“增加—平稳—减少”的演变特性, 是当台风强度变化不大且  $L$  变化也不大时台风(如 NINA 台风)涌浪较普遍的特征, 也是强温带风暴在强度变化不大且  $L$  变化也不大时所引起涌浪演变的基本特征<sup>[9]</sup>.

图 4 取自文献[6], 为台风 NINA 的路径及大风圈的演变图. 图中实线为 8 级大风的大风圈, 虚线为 10 级大风的大风圈. 根据线性内插, 台风 NINA 的 8 级大风圈半径  $R_1$ , 10 级大风圈的半径  $R_2$ , 8 级大风圈外围和 TANGO 观测点之间的距离  $L$ , 以及风速的变化如表 1 所示. 风速分布取轴对称, 8 级风风速取为 19 m/s, 10 级风风速取为 26.5 m/s.

为了模拟上述 NINA 台风涌浪的演变特征, 我们作了以下的计算:

#### 1. 理想情况计算例

表 1 台风NINA的  $R, L, u$  随时间变化

| 序号 | 日期·北京时  | $R_1$<br>km | $u_1$<br>m/s | $R_2$<br>km | $u_2$<br>m/s | $L$<br>km | 公式(3)–(10)<br>$R_1$ 平均 | 公式(3)–(10)<br>$L$ 平均 |
|----|---------|-------------|--------------|-------------|--------------|-----------|------------------------|----------------------|
| 1  | 11日 20时 | 260         | 19           | 180         | 26.5         | 1400      | /                      | /                    |
| 2  | 12日 08时 | 260         | 19           | 180         | 26.5         | 1300      | /                      | /                    |
| 3  | 12日 20时 | 260         | 19           | 180         | 26.5         | 950       |                        |                      |
| 4  | 13日 08时 | 280         | 19           | 180         | 26.5         | 800       |                        |                      |
| 5  | 13日 20时 | 330         | 19           | 190         | 26.5         | 650       | 336                    | 672                  |
| 6  | 14日 08时 | 380         | 19           | 200         | 26.5         | 550       | ≈350km                 | ≈700km               |
| 7  | 14日 20时 | 380         | 19           | 200         | 26.5         | 500       |                        |                      |
| 8  | 15日 08时 | 380         | 19           | 200         | 26.5         | 480       |                        |                      |
| 9  | 15日 20时 | 360         | 19           | 190         | 26.5         | 520       |                        |                      |
| 10 | 16日 08时 | 330         | 19           | 180         | 26.5         | 700       |                        |                      |
| 11 | 16日 20时 | 330         | 19           | 0           | /            | 900       | /                      | /                    |
| 12 | 17日 08时 | 330         | 19           | 0           | /            | 1000      | /                      | /                    |

注：该台风于 17 日 02 时在浙江登陆。

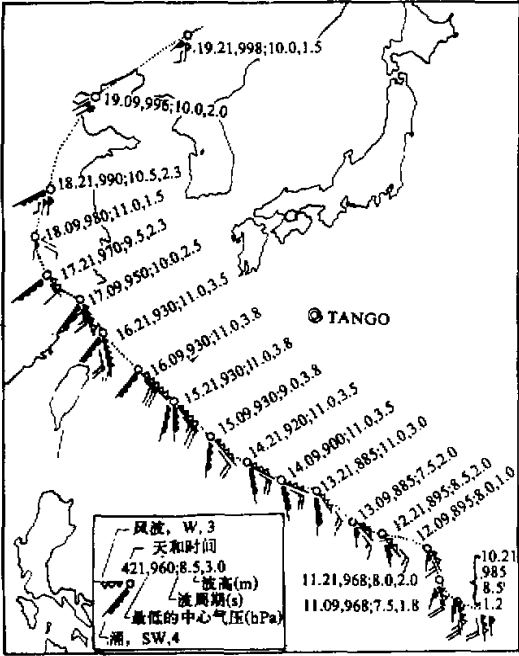


图 2 台风NINA在 TANGO 观测点引起的涌浪高及涌浪向(取自文献[1])

为了比较和验证公式(8), (13)和(14)是否能够反映台风涌浪的特征, 我们取  $R, u$  均为常数, 且  $R=500\text{km}, u=20\text{m/s}, L=R, 2R, 3R, 4R, 5R$  等几种情况, NINA 台风大致相当于  $L=3R$  的情况来研究一下台风涌浪高的演变情况, 注意计算时, 取

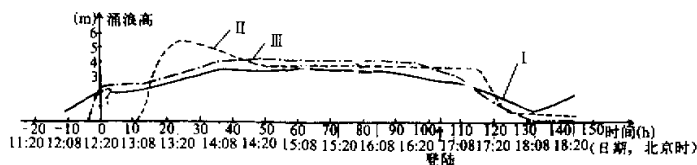


图3 涌浪高实测值和计算值比较

I——实测值, II——计算值1, III——计算值2

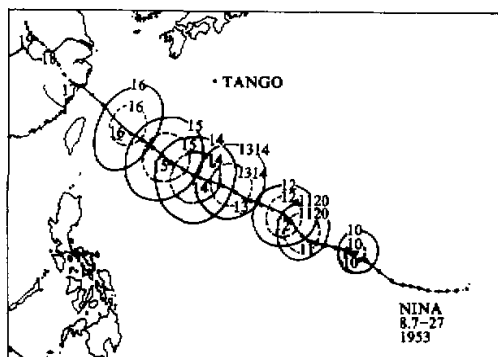


图4 台风NINA路径及大风圈(取自文献[6])

实线为8级风圈(19m/s), 虚线为10级风圈

Neumann 谱.

$$A^2(\omega, \theta) = \frac{c}{\omega^6} \exp\left(-\frac{2g^2}{u^2\omega^2}\right) \cdot \cos^2\theta, \quad (27)$$

式中  $c = 3.05\text{m}^2 \cdot \text{s}^{-5}$ . 对于以上理想情况, 利用公式(8)和(26), 我们得到图5(积分计算时, 采用 Gauss 积分方法, 下同). 从图5曲线可以看出, 公式(8)可以较好地模拟出台风 NINA 涌浪“增加—平稳—减少”演变特征中的“增加”特性, 但不能模拟出“平稳—减少”的特性.

利用(13)和(26)式计算, 得到图6. 从图中曲线可以看出, 公式(13)可以较好地模拟出台风涌浪“增加—平稳”的特征, 但不能模拟出“减少”的特征.

利用(14)和(26)式计算, 得到图7, 从图中曲线可以看出, 公式(14)基本上模拟出了台风涌浪演变“增加—平稳—减少”的全部特征. 台风 NINA 的涌浪高演变大体上相当于  $3R$  情况. 计算中最大误差是计算值中开始增加得过大, 显然这是由于假定台风突然生成所引起的. 从计算例子中可以看出(见图7), 一般在  $L \geq 7R$  时, 台风突然生成的影响就可以忽略不计, 并且此时台风涌浪高已小于  $1\text{m}$ . 这表明, 如取  $L = 7R$  时开始计算, 对结果不会有太大影响.

## 2. 台风 NINA 涌浪的计算例

如上所述, 台风 NINA 路径及大风圈的演变如图4所示,  $R, L, u$  的演变情况如



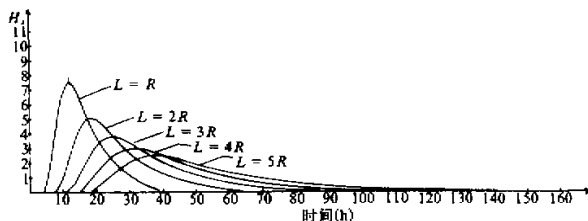


图 5 利用公式(8)和(26)计算得到的台风涌浪高随时间演变

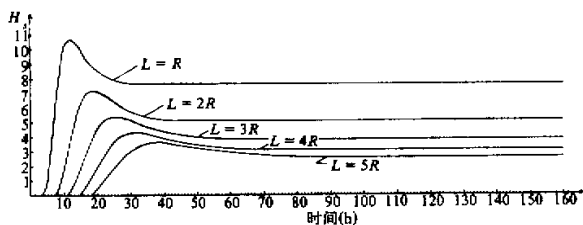


图 6 利用公式(13)和(26)计算得到的台风涌浪高随时间演变

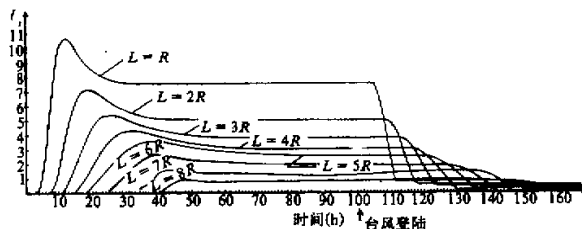


图 7 利用公式(14)和(26)计算得到的台风涌浪高随时间演变

表 1 所示。从图 4 可以看出, 台风 NINA 在 8 月 10 日 08 时, 虽已形成了 8 级大风圈和 10 级大风圈, 但其半径仅约为 200km 和 100km, 但  $L$  却大于 1500km, 因此  $L > 7R$ , 由本节 1 中, 对理想情况计算结果可知, 此时涌浪很小, 可以不必计算。

#### 1) 简化情况下的计算

从表 1 中可知, 虽然  $R_1$ ,  $R_2$  及  $L$  随时间变化, 但变化范围不是很大, 因此取 12 日 08 时至 16 日 20 时  $R_1$  的平均值  $\overline{R_1} \approx 350\text{km}$  作为  $R$ ,  $L$  的平均值  $\overline{L} \approx 700\text{km}$  为  $L$ , 风速  $u$  假定在  $\overline{R_1}$  以内(包括  $R_2$  以内)均取为 23m/s, 这样, 就可以利用较简单的公式(14)计算。计算从 12 日 20 时开始, 二维风浪能谱仍取 Neumann 谱, 计算结果如图 3 中虚线(计算值 1)所示。

比较实线(实测值)和虚线(即计算值 1)可知, 两者相当一致, 但有以下二点值得注意: (1) 在 13 日 08 时和 14 日 08 时之间, 计算值增加很快, 计算值最大处要比实测值大 3m, 究其原因, 是假定了台风是 12 日 20 时突然发生的, 且实际的( $L \approx 950\text{km}$ )比所取的平均值( $L \approx 700\text{km}$ )要远, 因此计算值就偏大。(2) 计算值在 17 日 20 时下降以后, 保持很小(因台风于 17 日 02 时在浙江省登陆), 但实测值中 18 日 20 时仍有 2m,

显然此时的涌浪并非是由台风 NINA 所引起的。

## 2) 考虑 $R$ , $L$ , $u$ 随时间变化情况的计算

上述计算虽然大体上模拟出了台风 NINA 涌浪的基本特征, 但显然过于粗糙。现我们根据表 1 的实际资料, 将台风风区分为二环处理。一环为 8 级大风圈, 风速分布仍取为轴对称, 且取  $u_1 = 19\text{m/s}$ , 另一环为 10 级大风圈, 风速值取  $u_2 = 26.5\text{m/s}$ ,  $R_1$ ,  $R_2$ ,  $L$ ,  $u_1$ ,  $u_2$  均内插到每隔 6 小时一次, 然后根据较普遍公式(18)和(26)逐段作出计算, 为了避免由于台风突然生成假定引起的误差, 计算提前从 11 日 20 时开始, 二维风浪能谱仍取 Neumann 谱, 计算结果如图 3 中点直线(即计算值 2)所示。

比较计算值和实测值(图 3 中实线), 发现在 12 日 20 时至 18 日 08 时的涌浪高, 两者相当一致, 但计算得到的涌浪高普遍比实测值大 0.2—0.8m, 其原因可能是由以下二点引起的: (1) 台风中的风浪谱并不完全是充分成长谱, 因此采用充分成长谱 Neumann 谱, 计算结果就会偏大; (2) 在推导(18)式时, 并没有考虑涌浪在传播中的衰减作用。虽然一般认为, 低频部分涌浪在传播过程中衰减很小<sup>[5]</sup>, 但较高频部分涌浪可能在传播中会引起衰减。

## 四、讨 论

我们从理论上推导了计算台风涌浪传播的较普遍的公式, 并从实例计算表明, 所得公式能够很好地反映台风涌浪传播的基本特征。

利用(18)式可以计算出很多点的涌浪值, 这样就可以求得台风涌浪分布图。因此, 所得公式可以应用在有台风情况下的波浪数值预报模式中, 这将有助于提高波浪数值预报精度。公式(18)也可以用于计算强温带风暴引起的涌浪传播, 因为强温带风暴的风区也可以近似看成圆形。如果强温带风暴风区与圆形相差较大, 仍可以假定其风区为圆形, 然后用  $u(\vec{r}, t)$  的取值作若干调整, 使之适合于用(18)式计算涌浪。

在推导(18)式时, 忽略涌浪在传播中的衰减作用, 以及它们和风浪之间的相互作用, 因此按(18)式计算所得的涌浪往往偏高。

在推导(18)式时, 还假定了风是沿等压线吹的, 在风分布轴对称情况下, 如风向和等压线呈  $\alpha$  夹角, 在  $L \gg R$  时, 对计算结果几乎没有影响, 因为传播到 P 点的涌浪能, 仍来自半圆中的风浪能, 只是半圆旋转了一个角度  $\alpha$ , 而对总的能量几乎没有影响。在风场比较复杂的情况下台风涌浪计算更普遍的公式, 将在另文中讨论。

致谢: 本文实例的大部分计算工作是由高泉平同志在微机上完成的, 特此表示谢意。

## 参 考 文 献

- [1] Unoki, S., 1957, On the ocean waves due to tropical cyclone, *J. Met. Soc. Japan*, 34, No.6, 1—16.
- [2] 许为民、钱志春, 1990, 静止台风涌浪计算, *东海海洋*, No.3, 10—16.
- [3] 文圣常、余宙文, 1985, 海浪理论与计算原理, 科学出版社.
- [4] 钱志春, 1991, 海浪及其预报, 气象出版社.
- [5] Talmann, G., 1990, Computation for swells due to subtropical storm, 8th WAM Meeting, Toronto, Canada, 4—8 June 1990.
- [6] 中央气象局, 1972, 台风年鉴, 1952—1953, 气象出版社.

## 附录 公式(14)、(15)的推导

若台风并不突然消失而继续存在,在任一时刻 $t_i$ 后 $\Delta t$ 时间内,由于台风继续存在而传播到P点的额外涌浪能应为,

$$\begin{aligned}\Delta E_i &= \left[ \int_0^{\omega_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \right]_{t=t_i+\Delta t} \\ &\quad - \left[ \int_0^{\omega_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \right]_{t=t_i} \\ &= \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_0^{\omega_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \right\} \Delta t, \quad (\text{A-1})\end{aligned}$$

因此,当台风从 $t=0$ 时生成以后,若台风直到时刻 $t$ 仍继续存在,则它传播到P点的总的额外涌浪能即为

$$E_{ex}(t) = \sum_i \Delta E_i = \int_0^t \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_0^{\omega_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \right\} dt, \quad (\text{A-2})$$

若假定台风在 $t=t_i$ 时登陆,则相当于减去从 $t=t_i$ 时开始由于台风虚假继续存在而传播到P点的额外涌浪能,即

$$E_f(t) = \int_{t_i}^t \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_0^{\omega_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t) J(\varphi, \theta; t) d\theta d\varphi \right\} dt, \quad (\text{A-3})$$

作积分变量变换,令 $t' = t - t_i$ ,则得,

$$E_f(t) = \int_0^{t-t_i} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \int_0^{\omega_0} \int_{-\theta_0}^{\theta_0} A^2(\omega, \theta; t-t_i) J(\varphi, \theta; t-t_i) d\theta d\varphi \right\} dt', \quad (\text{A-4})$$

若结合由于 $t=0$ 时台风生成时所传播到P点的涌浪能,即(8)式加上(A-2)式减去(A-4)式,即可得到(15)式.当 $R, L$ 为常数时,从公式(1)~(5)式可知, $\theta_0$ 和 $\varphi_0$ 与时间无关,因此公式(A-2)和(A-4)中对时间的导数可放入积分号内,此时就得(14)式.

## Computation for Propagation of the Swells due to Typhoon

Qian Zhichun

(Shanghai Typhoon Institute, Shanghai 200030)

Nagata Yutaka

(Department of Earth and Planetary Physics University of Tokyo, Tokyo 113, Japan)

## Abstract

A formula for computing the propagation of swells due to typhoon is derived in some general forms in this paper. Case Calculation shows that the formula can describe the main features of the swells due to typhoon.

**Key words:** Typhoon; Swell; Computation; Propagation.