

8114号台风潮的基本特性及其 变化规律的分析*

刘凤树

(中国科学院海洋研究所)

8114号台风于1981年8月27日20时在马利亚纳群岛西南方的洋面上形成，中心

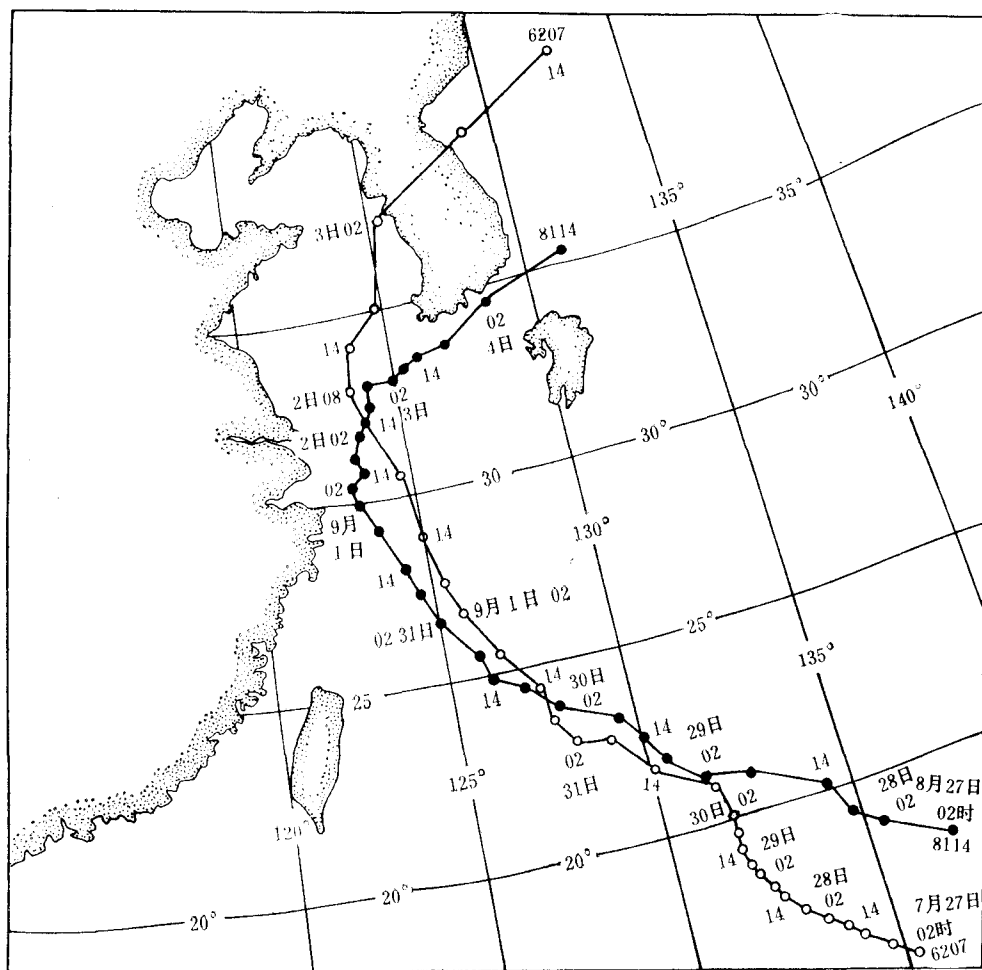


图1 台风路径图

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第1035号。

本文是在毛汉礼和管秉贤教授指导和鼓励下完成的。银铜、刘兴泉和房德凤同志协助计算工作，图件由杜湄山同志清绘。均此表示衷心感谢。

收稿日期：1982年12月18日。

气压为 992mb, 近中心最大风速为 20m/s。该台风生成后,即以每小时 20km 的平均速度

向西北方向移动,在移动过程中,台风中心气压不断降低,近中心最大风速和大风区也逐渐在增大。9月1日台风移至长江口外(123°E, 30°N),此时移速显著减慢,以每小时 10km 左右的速度缓慢移行。该日 8 时,台风中心气压降至 950mb,近中心最大风速达 45m/s。稍后台风的路径由西北转而北上,14 时以后,台风路径转向东北,并加速穿过朝鲜海峡,进入日本海变成温带气旋。这次台风过程历时 8 天,完成了一条在我国近海“东海转向型”的抛物线路径(见图 1)。

一、台风潮的分布概况及其出现概率

1. 8114 号台风潮的基本概况

当台风移至 128°E, 24°N 时,东海我国沿岸即有先兆波缓缓上升,且随台风向近海靠近而增长;台风移至长江口外(123°E, 30°N 附近),导致了甬江口至长江口一带出现风暴潮位约 1m 以上的最大值中心区,在镇海以南沿岸出现约 50cm 左右的负风暴潮(见图 2)。

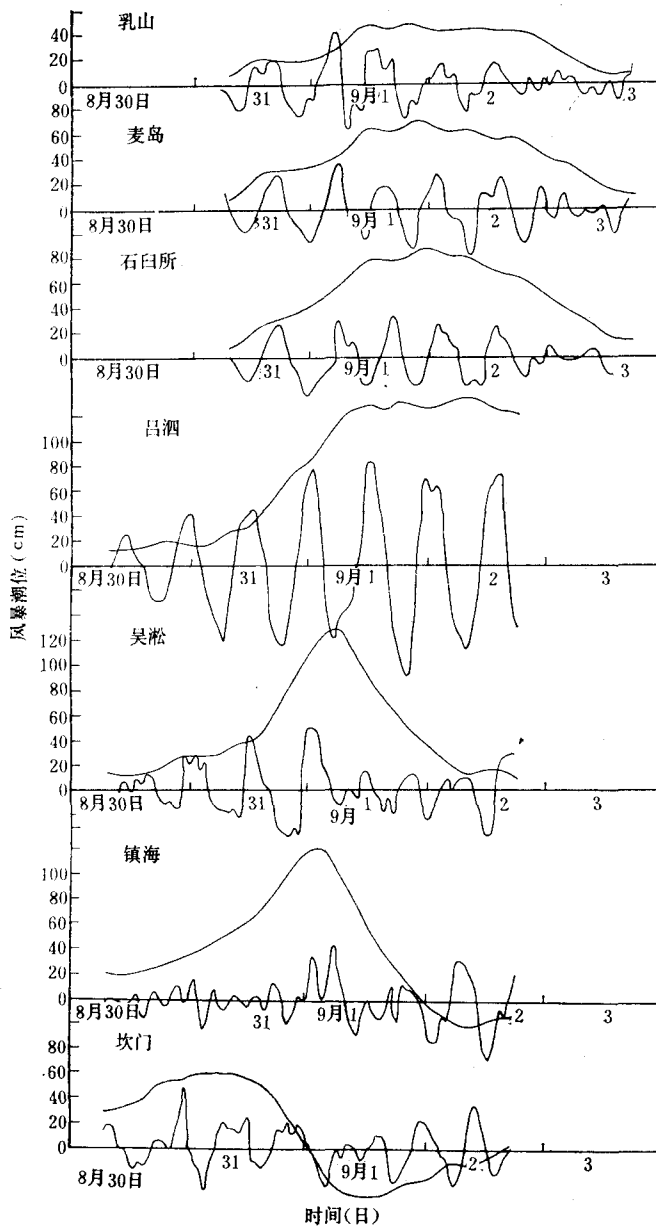


图 2 8114 号台风潮沿岸各测站的平滑和剩余的过程曲线 (1981 年 8 月 30 日至 9 月 3 日)

从最大增水值沿岸分布和其发生时间来看(见图 3),处于最大增水区中部的杭州湾比两侧沿岸的增水约减小 60cm 左右,在极值区呈突然下跌状,6207 号台风潮也有类似特点。另外,在整个台风过程中,由其引起沿岸最大增水是在台风中心接近本站之前发生。统观其发生时间是由南向北滞后,南北时差约 2 天左右(坎门至青岛)。

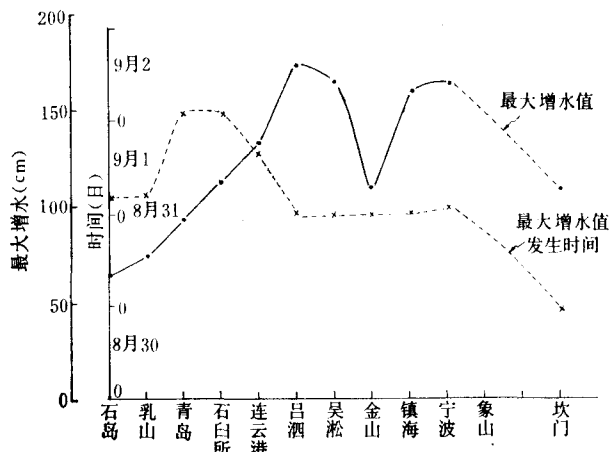


图3 最大增水值的沿程分布及其发生时间

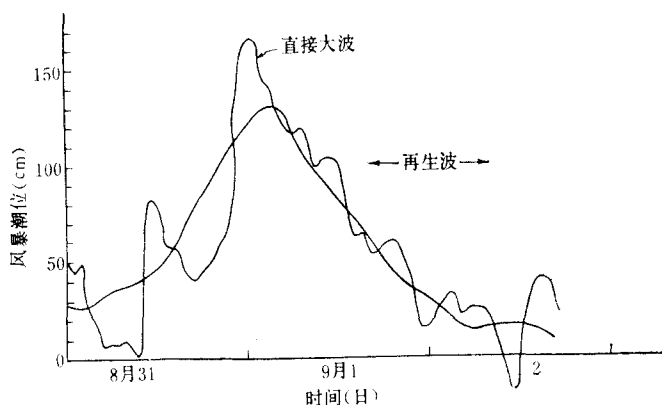


图4 吴淞港 8114 号台风潮过程曲线

为了给出风暴潮逐时变化的基本概念,以吴淞港 8114 号台风潮的逐时变化为例(见图 4),可以看出,海面随着台风向近海移行而缓缓上升,当台风靠近该站,增水曲线波形陡急,高水位维持较短时间,继后水位缓慢下降,随之出现负风暴潮。这一大波无疑是台风直接引起的,又称为“直接大波”。另外,在余振阶段,水位含有阻尼性的振荡,这些波就是所谓“再生波”。将这一过程曲线与登陆型台风潮相较具有类似的形态^[1],这是因为,8114 号台风并不平行海岸移行,而其路径与长江口海岸切线成 45 度左右入射角靠近海岸(离长江口约 150 多公里)。但它仍具有平行海岸移行台风所引起的台风潮的一些特点。

2. 最高潮位出现的概率

由于这次台风潮最大增水恰与天文大潮高潮(农历八月初四)靠近,从而导致了东海沿岸出现几十年至数百年一遇的历史高潮位(见表 1)。

根据皮尔逊 III 型概率统计表明(见图 5 和表 1),吴淞港出现近 270 年一遇的历史特大水位(5.74m),而在长江口南北沿岸的最高潮位的重现期约在 10—50 年一遇的范围

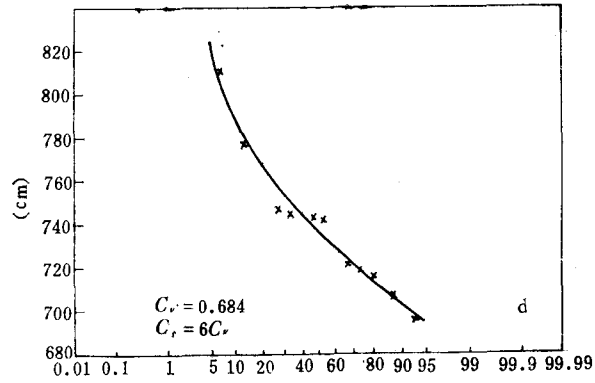
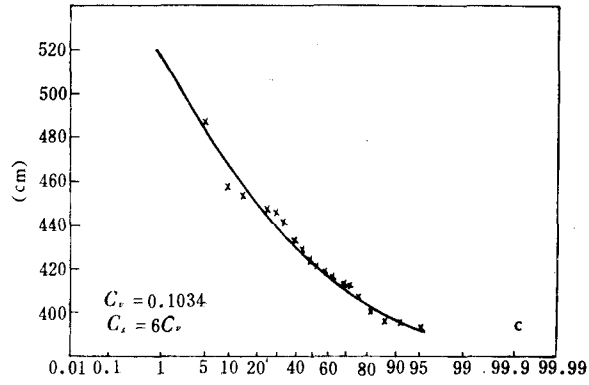
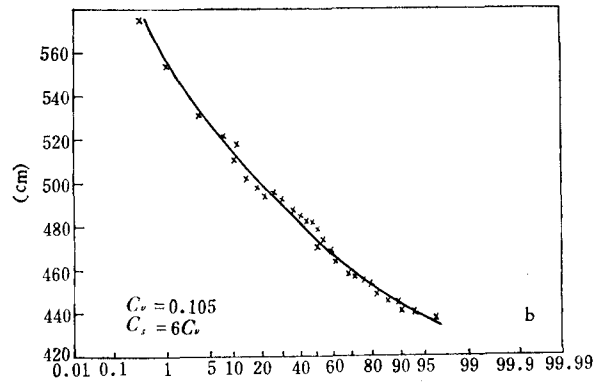
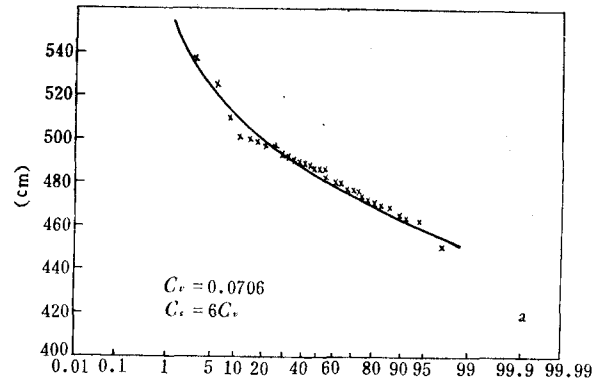


图5 各港口的年极值水位概率曲线

a. 青岛; b. 吴淞(×为用特大值处理方法获得); c. 镇海; d. 坎门。

表 1

站名	乳山	青岛	吴淞	镇海	宁波
最高潮位 (m)	5.05	5.29	5.74	4.97	4.96
重现期 (a)	45	40	270	45	30

内,一般均未超过历史最高水位。

风暴潮最大增水值与天文高潮相遇是小概率事件,而大多数风暴潮的最大增水值则发生在天文低潮附近。例如,1962年第7号台风潮,吴淞和镇海的最大增水值分别为2.18m和1.78m,比本次台风潮的最大增水值分别高出53cm和19cm,但未达到历史最高水位。实际上,强台风潮位同天文小潮相遇,并不一定会造成历史高潮位,然而,如果台风强度虽较弱,但其最大增水值恰置于天文大潮高潮上,则有可能出现历史特大潮位。例如,1974年第13号台风(8月19日23时)在浙江三门县登陆,其强度和影响范围都很小,但恰遇上农历七月初二的天文大潮高潮,使杭州湾海区出现了历史上罕见的特大高潮位。

二、台风潮的基本特征

统观8114号台风潮位逐时过程曲线可知,在一次台风过程中,风暴潮的变化并非平缓的上升和下降,而是在这一过程曲线上叠加着显著的近12小时以下各种周期的振动。这些振动不是台风本身的扰动,而是派生的。为了获得这些现象的基本认识,对各测站的实测风暴潮进行了滤波分析。

1. 直接大波(孤立波)

如果将实测风暴潮位进行滤波,将叠加在风暴潮过程曲线上3—12小时周期的波滤掉,则可得到一条较为平滑的上升和下降的风暴潮过程曲线(见图2),可以看出该曲线代表着本站增减水的基本变化。各测站的最大增水值发生时间由南向北滞后,亦即随着台风由南向北移行,各测站的增水逐次达到最大值。例如,坎门最大增水值发生在8月31日8时许,镇海发生在9月1日2时,两站时差约18小时,恰为台风以18km的速度移行所需的时间;再如,吴淞与吕泗之间最大增水发生时间的时差约24小时,但此时台风从9月1日5时以每小时9km的速度向北移行,24小时内移行了约两个纬距。此时台风中心恰在吕泗港同一纬线上(32°N),且靠近该港。可以认为,这一随台风而移行的孤立波^[1],为台风本身扰动而致。

2. 耦合潮波

统观经滤波后所剩余的一些振动过程曲线,半日潮周期显著,而潮汐预报的精度大约有10cm左右的误差,但本次半日潮振幅约为30—50cm以上,最大可达90cm左右,且最大潮振幅发生在长江口附近站(吴淞、吕泗)的最大增水区。另外,其波峰值随着孤立波振幅的增加而增大,随其下降而减小。这正是天文潮和风暴潮相互作用的特征之一。相互作用的另一特点是浅水效应和摩擦效应,即实测高潮发生时间要超前于天文潮的预报值,实测资料佐证了这一现象的存在(见图6)。

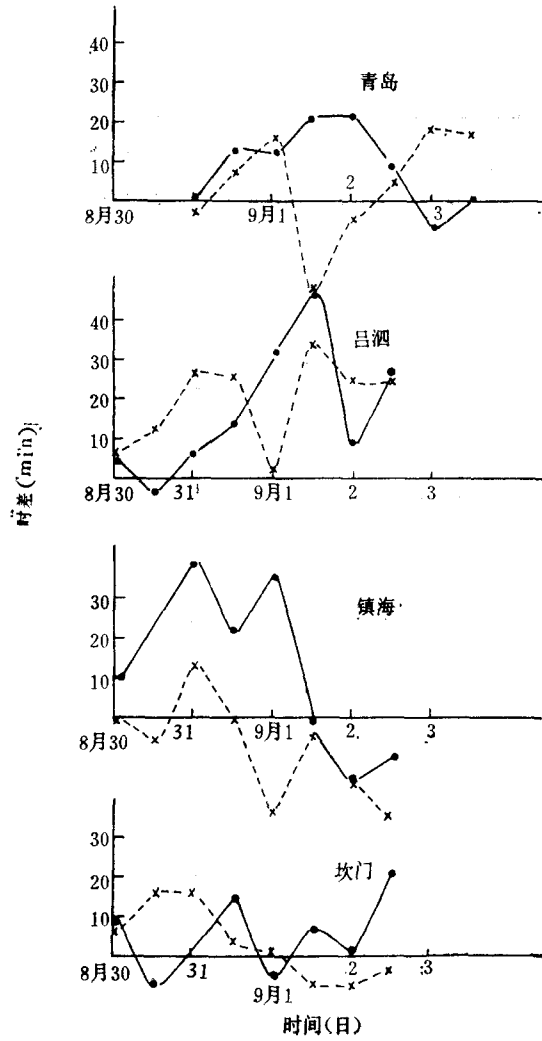


图 6 实测高潮发生时间与预报值时差(正值为超前,负值为落后)

×---×---×低潮时差; ●——●——●高潮时差。

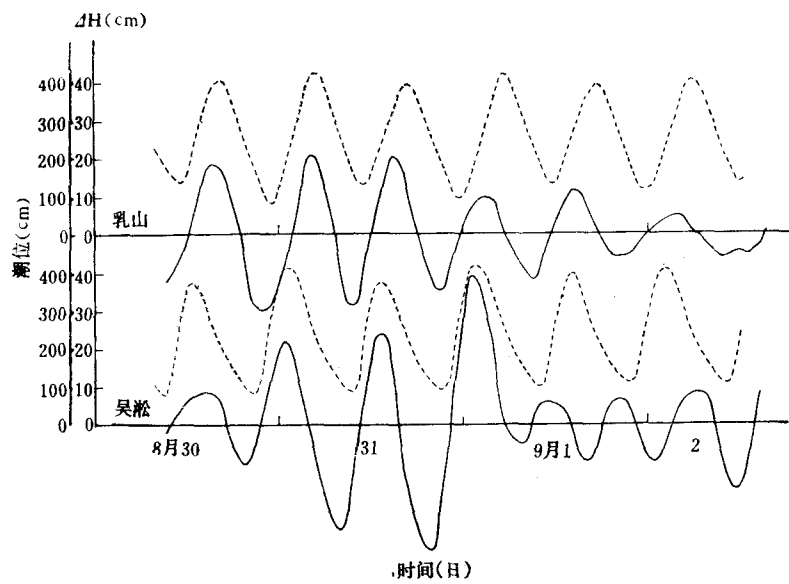


图 7 天文潮和耦合潮

-----天文潮; ——耦合潮。

实际上,所获得的潮振动过程曲线,并非正规半日潮周期,其周期值不是多就是少。然而这正是相互作用的又一个重要特性^[4],实测值也显示了这一现象(见图 7)。因此,可以确定这一潮振动基本上是天潮和风暴潮相互作用而产生的耦合潮波。当然不排除仍含有天文潮预报误差的成分。

三、成因的动力学解释

一次台风过程所引起的沿岸水位的逐时变化,反映不出整个台风影响域中的时空变异。因此,在统计分析中无法确切认识所能观测到的沿岸水位变化机制,只能提示出动力学上一些主要现象。

近年来,对近岸海区台风潮的基本特性曾作过一些理论性的研究^[1-3,6],提出了派生的强制惯性重力波系一些主要概念,但这些波系仅附加在孤立波上,不起主导作用。应指出,浅海非线性耦合效应是很显著的,这里仅从动力学观点讨论其主要特性。

1. 近岸海区台风潮的零阶模式

线性化的控制方程的获得是取如下一些特征参数作为研究的条件: 台风域特征尺度 $L = 10^6\text{m}$; 一次台风过程 $T = 4 \text{天} = 3.456 \times 10^5\text{s}$; 台风潮流 $U = 1\text{m/s}$; 台风潮位 $\zeta = 1\text{m}$; 陆架水深 $h = H_0 + \alpha x$; 摩阻系数 $R = 10^{-3}1/\text{s}$; 科氏参数 $f = 7.29 \times 10^{-5}/\text{s}$; 台风中心最大风速 $W_a = 40\text{m/s}$; 风应力 $\tau_0 = \rho_a \gamma^2 W_a^2$; $\gamma^2 = 2.6 \times 10^{-3}$; $\rho_a = 1.25 \times 10^{-3}\text{g/cm}^3$, 重力加速度 $g = 10\text{m/s}^2$ 。

将这些特征参数代入运动方程,作量级比较,全流运动方程可简化为:

$$fk \times \mathbf{V} = -gh\nabla\zeta + \frac{1}{\rho} \boldsymbol{\tau} - R\mathbf{V}, \quad (1)$$

连续方程:

$$\frac{\partial\zeta}{\partial t} + \text{div}\mathbf{V} = 0 \quad (2)$$

\mathbf{V} 为风暴全流矢; ∇ 为梯度算子; div 为散度算子; \mathbf{k} 为单位矢; x, y 为笛卡尔坐标; 坐标原点取在海岸; x 轴向东为正; y 轴向北为正,与海岸平行; t 为时间。

风应力场的模式是采用近似于 Jellesnianski 移行风应力场的模型^[9]:

$$\begin{aligned} \tau_x &= -\epsilon_1 \frac{2R_0[(x-x_0)\sin\varphi + (y-y_0)\cos\varphi + R_0]\tau_{0x}}{[(x-x_0+V_1t+R_0)^2 + (y-y_0-V_2t+R_0)^2]}, \\ \tau_y &= \epsilon_2 \frac{2R_0[(x-x_0)\cos\varphi - (y-y_0)\sin\varphi + R_0]\tau_{0y}}{[(x-x_0+V_1t+R_0)^2 + (y-y_0-V_2t+R_0)^2]}. \end{aligned} \quad (3)$$

R_0 为台风域的尺度; ϵ_1, ϵ_2 为缩放系数; $V_1 = V\cos\theta, V_2 = V\sin\theta, V$ 为台风移行速度; θ 为台风路径与坐标 x 轴的交角 (λ 射角); φ 为风向内偏角; x_0, y_0 为台风初始坐标原点; τ_{0x}, τ_{0y} 分别为 x 轴和 y 轴最大风应力。

公式 (3) 表明,当 $\theta = 0^\circ$ 时,台风垂直海岸移行;当 $\theta = 90^\circ$ 时,则平行海岸移行。

将方程式 (1) 和 (2) 组合,并取海底地形为 $h = H_0 + \alpha x$, 得:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = \frac{1}{R^2 + f^2} \left\{ gRh\nabla^2 \zeta + gR\alpha \frac{\partial \zeta}{\partial x} + g\alpha f \frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{R}{\rho} \operatorname{div} \boldsymbol{\tau} - \frac{f}{\rho} \operatorname{rot}_z \boldsymbol{\tau} \right\} \quad (4)$$

此式由于忽略了运动方程中的惯性项, 而从双曲型蜕化为抛物型, 导致了惯性重力波系的振荡消失。

方程式 (4) 的近似解为:

$$\zeta \simeq \left\{ \frac{b_1 X - b_2 Y}{X^2 + Y^2} + \frac{b_2 Y_1 - b_1 X_1}{X_1^2 + Y_1^2} \right\} \quad (5)$$

$$b_1 = \frac{F_1(a_1 - V_1) + F_2(a_2 + V_2)}{\pi(R^2 + f^2)[(a_1 - V_1)^2 + (a_2 + V_2)^2]},$$

$$b_2 = \frac{F_1(a_2 + V_2) - F_2(a_1 - V_1)}{\pi(R^2 + f^2)[(a_1 - V_1)^2 + (a_2 + V_2)^2]},$$

$$a_1 = \frac{g\alpha R}{R^2 + f^2}, \quad a_2 = \frac{g\alpha f}{R^2 + f^2},$$

$$X = x - x_0 + R_0 + V_1 t, \quad X_1 = x - x_0 + R_0 + a_1 t,$$

$$Y = y - y_0 + R_0 - V_2 t, \quad Y_1 = y - y_0 + R_0 + a_2 t.$$

$$F_1 = \frac{fL_3\tau_{0y} - RL_1\tau_{0x}}{\rho D_0} + \frac{\pi R_0}{\rho} (f \cos \varphi - R \sin \varphi)(\epsilon_2\tau_{0y} + \epsilon_1\tau_{0x})$$

$$F_2 = \frac{fL_1\tau_{0x} + RL_3\tau_{0y}}{\rho D_0} + \frac{\pi R_0}{\rho} (f \sin \varphi + R \cos \varphi)(\epsilon_2\tau_{0y} + \epsilon_1\tau_{0x})$$

$$L_1 = \pi R_0^2 \epsilon_1 (1 - \cos \varphi - \sin \varphi), \quad L_3 = \pi R_0^2 \epsilon_2 (1 + \sin \varphi - \cos \varphi),$$

$$D_0 = R_0 - X_0 - \frac{H_0}{\alpha}.$$

公式 (5) 表明, 在近岸海区移行台风引起的孤立波是由两个不同性质的波组成: 前一项是台风场直接引起的, 后一项是由海底地形诱导的。

(1) 台风场直接引起的孤立波

这一孤立波随台风而移行, 且以任意入射角 (θ) 靠近海岸。在海岸处 ($x = 0$), 开始一段时间内 $[(b_1 X - b_2 Y) < 0]$, 海面处于减水状态, 当 $[(b_1 X - b_2 Y) > 0]$ 时, 海面开始增水, 其增水时间

$$t > \frac{b_1(x_0 - R_0) + b_2(y - y_0 + R_0)}{b_1 V_1 + b_2 V_2} \quad (6)$$

上式表明, t 随坐标 y 而变, 意即沿着海岸由南向北(沿 y 轴正方向)逐次发生增水。如果取 R_0 为台风域的尺度, 且以 $R_0 = x_0$ 的增水时间为准。则当 $R_0 > x_0$ 时, 沿岸各测站增水时间比它提前; 当 $R_0 < x_0$ 时, 比它滞后。

(2) 海底地形诱导的孤立波

该波由两个不同传播速度的波组成: 一是具有摩擦效应的速度 $a_1 = g\alpha R / (R^2 + f^2)$; 一是受到科氏效应影响的速度 $a_2 = g\alpha f / (R^2 + f^2)$ 。前者沿 x 轴向海岸方向传播; 后者沿 y 轴负方向, 亦即沿着海岸由北向南传播, 且恰与移行台风引起的孤立波的传播方向相反。当不考虑摩擦效应时 ($R = 0$), 只具有传播速度 $a_2 = g\alpha / f$ 的波。可以看出, 这两个波随着海底斜率 α 的增加而增大, 当 $\alpha = 0$ 时, 这两个波消失, 而蜕化为初始位移。由于

$a_2 \gg V_2$, 而导致了台风中心未到达海岸之前, 具有传播速度 a_2 的波已先传到, 具有先兆波的特性。

(3) 计算结果

取 $x_0 = 5.55 \times 10^5 \text{m}$; $R_0 = 10^5 \text{m}$; $H_0 = 20 \text{m}$; $\alpha = 4 \times 10^{-4}$; $W_a = 40 \text{m/s}$; $g = 9.81 \text{m/s}^2$; $\varphi = 35^\circ$, $\theta = 45^\circ$; $V = 5.6 \text{m/s}$ 。根据公式 (13) 给出了在 $t = 26$ 小时的台风潮大面积分布图(图 8)。

由图 8 可以看出, 台风在海外以 45° 入射角和 5.6m/s 的移行速度向着海岸移行, 当历时 26 小时时, 台风中心靠近海岸。此时, 在其附近发生最大增水区, 这一模拟相当于 8114 号台风在长江口外时所导致长江口附近发生最大增水区, 在台风中心的后部出现减

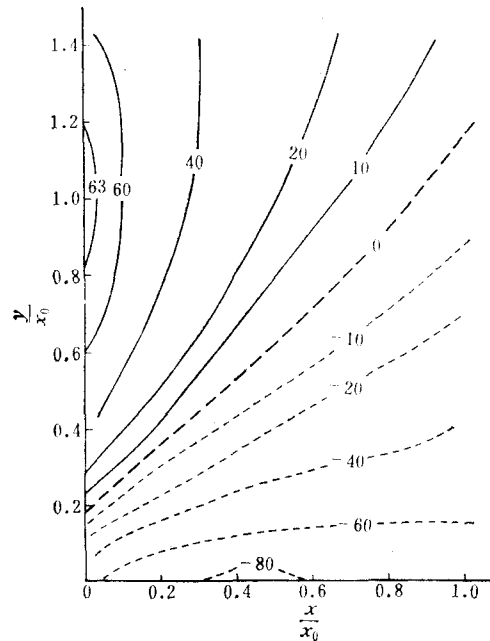


图 8 $t = 26$ 小时时台风潮 (ζ/ϵ) 大面积分布图(单位: cm)(相当于 9 月 1 日 02 时 8114 号台风潮分布)

水。这一现象与实测一致, 且与文献 [1,5] 的结果相应。

2. 耦合潮波

通过实测资料分析, 论证了 8114 号台风潮过程曲线上的半日周期波是天文潮和风暴潮相互作用的结果, 谓之“耦合潮波”。这一问题已被 Proudman^[6,7] 和 Ressiter^[8] 等人对沟渠中的天文潮和风暴潮相互作用分别进行理论分析和数值研究, 得出了一些重要成果。现从动力学观点考察控制方程可以获得另一个概念。

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (h\bar{U}) = 0 \quad (1)'$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{U}{H_0 + \zeta} \right) + \frac{U}{H_0 + \zeta} \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{U}{H_0 + \zeta} \right) = -g \frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{k|U|U}{(H_0 + \zeta)^3} \quad (2)'$$

$$U = (H_0 + \zeta)\bar{U} \quad h = H_0 + \zeta \quad (3)'$$

这里, ζ 为潮位; U 为沿沟渠 x 轴上的全流; H_0 为水深(常数); k 为摩阻系数; g 为重力加速度; t 为时间。

令:

$$\theta = \frac{x}{c}, \quad c = \sqrt{gH_0} \quad (4)'$$

取新变量:

$$\xi = \theta + t, \quad \eta = \theta - t \quad (5)'$$

方程式 (4)' 可转化为如下形式:

$$\begin{aligned} \frac{\partial^2 \zeta}{4\partial \xi \partial \eta} = & \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left\{ \frac{\bar{U}}{c} \left[\left(\frac{\partial}{\partial \xi} - \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \zeta \right] \right\} \\ & - \frac{1}{2c^2} \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left\{ (H_0 + \zeta) \left[\left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \bar{U}^2 \right] \right\} \\ & - \frac{g}{c^2} \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \left\{ \zeta \left[\left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \right) \zeta \right] \right\} - \frac{k}{c} \left(\frac{\partial}{\partial \xi} + \frac{\partial}{\partial \eta} \right) (|\bar{U}| \bar{U}). \end{aligned} \quad (6)'$$

利用摄动法求一阶近似解。零阶近似为:

$$\zeta_0 = F(\theta - t) = F(\eta), \quad (7)'$$

$$\bar{U}_0 = \frac{g}{c} F(\eta). \quad (8)'$$

上式表明, 一个单行波从沟渠口向内传播, 代入方程式 (7)' 中, 得一阶近似解:

$$\begin{aligned} \zeta = F(\eta) - F(\eta) \left(\frac{3x}{2cH_0} F'(\eta) + \frac{x}{4cH_0^2} F(\eta) F'(\eta) + \frac{kx}{2H_0^2} |F(\eta)| \right) \quad (9)' \\ F'(\eta) = \frac{dF(\eta)}{d\eta}. \end{aligned}$$

公式 (10)' 的第一项是由沟渠传入的天文潮波; 第二和第三项是浅水效应(平流效应); 第四项是非线性底摩效应。如果不考虑第三项效应, 则是 Proudman 的结果, 可以看出, 非线性项将导致浅水分潮的产生, 其振幅与水深成反比。意即, 振幅随水深的减小而变得显著, 随水深的增大而逐渐失去影响。

发生高潮的条件是:

$$\begin{aligned} \frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \cong \left(\frac{\partial \zeta}{\partial \eta} \right)_{\eta=0} + (\theta - t) \left(\frac{\partial^2 \zeta}{\partial \eta^2} \right)_{\eta=0} = 0, \quad (10)' \\ \frac{\partial \zeta}{\partial t} \Big|_{\theta=t} = 0 = F'(0). \end{aligned}$$

故由 (10)' 求导代入 (11)', 得高潮或低潮时间:

$$t = \frac{x}{c} \mp \frac{3x}{2cH_0} F(0) - \frac{x}{4cH_0^2} F^2(0). \quad (11)'$$

上式表明, 由于高潮时 $F(0)$ 为正, 低潮时 $F(0)$ 为负, 故在浅水效应下, 高潮发生时间提前, 水深愈小提前时间愈大; 低潮时时间落后, 但比高潮时相差 $\frac{1}{6H_0} F(0)$ 的量值。

以上计算结果与实测相一致。这也论证了实测高潮时和低潮时的超前和落后的动力

学原因。可以看出,公式(12)'比 Proudman 的结果相差 $1 \pm \frac{1}{6H_0} F(0)$ 倍。

假定在风暴潮期,实测水位是由风暴潮和天文潮的叠加:

$$F(\eta) = T(\eta) + S(\eta) \quad (12)'$$

这里 T 为天文潮; S 为风暴潮。当这种混合潮波由沟渠口向内传播,则(10)'式可化为如下形式:

$$\begin{aligned} \zeta = & T \left(1 - \frac{3x}{2cH_0} T' - \frac{x}{4cH_0^2} TT' - \frac{kx}{2H_0^2} |T| \right) \\ & + S \left(1 - \frac{3x}{2cH_0} S' - \frac{x}{4cH_0^2} SS' - \frac{kx}{2H_0^2} |S| \right) \\ & - \frac{3x}{2cH_0} \left\{ (T'S + S'T) + \frac{1}{6H_0} (2TST' + 2TSS' + T'S^2 + T^2S') \right\} \\ & - \frac{kx}{2H_0^2} |T + S| (T + S) + \frac{kx}{2H_0^2} (|T|T + |S|S) \end{aligned} \quad (13)'$$

上式第一项是天文潮;第二项是风暴潮;后几项是天文潮和风暴潮相互作用而产生的耦合潮。可以看出,如果风暴潮随时间变化非常缓慢,使其时变率趋近于零 ($S' \rightarrow 0$),那末在高,低潮前后将出现两个波峰;如果风暴潮高潮时不与天文潮同时发生,在高潮时 ($T' = 0$),除底摩效应外,浅水效应也起一定的作用;如果两者同时达到高潮,则仅是底摩起主导作用。

由此可见,在潮差大的地区 ($T > S$),在非线性作用下,将产生显著的潮振动的耦合潮波,且随着风暴潮 (S) 的增大而增大,这恰与实测资料所反映的情况一致。这也表明,在我国近海地区非线性效应是极重要的现象,对它的研究不仅有理论意义,且亦有重大的实践意义。

四、结 语

通过对 8114 号台风潮的剖析,获得如下几点主要结果。

1. 8114 号台风潮的最大增水值恰与天文大潮高潮(农历八月初四)靠近,导致了甬江口至长江口一带出现 30 年至 200 多年一遇的历史特大潮位(吴淞港)。

2. 这一“东海转向型”台风将引起与平行海岸北上型的台风具有类似的台风潮特征,亦即它仍将导致沿岸台风潮过程曲线上具有显著的潮振动。但在近岸转向点附近的台风潮则与垂直海岸移行台风引起的增水情况相似。

3. 在模型风场和海底地形的作用下,将导致两个孤立波;一个由模型风场直接引起的;另一个是由海底地形导致的。前者尾随在后一波之后移行。当台风移近海岸,公式计算的风暴潮的分布趋势与实测相一致。

4. 论证了台风潮过程曲线上的潮振动是天文潮和风暴潮非线性相互作用而产生的耦合潮波。浅水效应不仅能使振幅增加(减小),且将导致高潮发生时间提前,低潮滞后,其振幅随着台风潮的增加而增大,反之则减小。

参 考 文 献

- [1] 刘凤树, 1981. 垂直海岸移行低气压所引起的强制波. 山东海洋学院 **11**(3): 14—23.
- [2] 刘凤树, 1980. 台风潮某些特性的分析. 海洋学报 **2**(3): 14—23.
- [3] Kajiura, K., 1958, Effect of Coriolis force on edge waves (II) Specific examples of free and forced waves. *J. of Mar. Res.* **16** (2): 145—157.
- [4] Groen, P. and G. W. Grover, 1962. Surges. *The Sea* 1: 611—621.
- [5] Han-Hsiungkuo, Takashi, Ichiye, 1977. A numerical study of the response of a barotropic ocean to a moving Hurricane. *Tellus* **29** (6): 561—571.
- [6] Proudman, J., 1955. The propagation of tide and surge in an estuary. *Proc. Roy. Soc. A* (231): 8—24.
- [7] Proudman, J., 1957. Oscillations of tide and surge in an estuary of finite length. *J. of Fluid Mechanics* **2** (4): 371—382.
- [8] Rossiter, J. R., 1961. Interaction between tide and surge in the Thames. *Geophys. J.* **6**: 29—53.
- [9] Jelesnianski, C. P., 1967. Numerical computations of storm surges with bottom stress. *Mon. Wea. Rev.* **95** (11): 740—756.

AN ANALYSIS OF THE FUNDAMENTAL CHARACTERISTICS AND VARIATIONS OF STORM SURGES BY TYPHOON NO. 8114*

Liu Fengshu

(*Institute of Oceanology, Academia Sinica, Qingdao*)

ABSTRACT

The fundamental characteristics of storm surges generated by Typhoon No. 8114 are analyzed in this paper. Based on the statistics of the frequency of the occurrence of surges, the reappearance of highest water on the Wusong harbour is about 300 years. The variations of storm surges are caused by winds of divergence and curl in the range of Typhoon. It is demonstrated that observed tidal variations are acted by the shallow-water and the frictional effect of the tidal on the surge.

* Contribution No. 1034 from the Institute of Oceanology, Academia Sinica.