

风暴潮流运动的数值模拟¹⁾

周济福 梁 兰 李家春
(中国科学院力学研究所, 北京 100080)

摘要 采用风暴潮全流运动方程组, 对标准海域的风暴潮流运动进行数值模拟, 利用以往的计算结果验证了数值模式, 研究了开阔海域中, 风暴气压、海域深度及底坡变化对风暴增水及流场的影响, 分析了流速、潮位随时间和空间定量变化的规律. 所建立的数值模型是进一步研究风暴潮流场中物质运输的基础.

关键词 风暴潮, 数值模拟, 气压, 风应力, 流场

引 言

众所周知, 风暴潮是一种严重的自然灾害, 由于气压的骤减以及与之相伴随的强风的剪切作用, 往往导致沿海地区水位暴涨, 淹没损失惨重. 因此关于风暴潮运动的研究工作得到全球的广泛重视.

风暴潮的研究始于 50 年代, 经过几十年的发展, 相继建立了一些风暴潮的数值预报模式, 如: 英国 Bidston 海洋研究院开发的 STWS (Storm Tide Warning System) 系统; 美国 Jelesnianski 等的 SPLASH (Special Program to List Amplitudes of Surges from Hurricanes) 模式及其新一代 SLOSH (Sea, Lake, and Overland Surges from Hurricanes) 模式; 荷兰、丹麦等北海沿岸国家也都建立了自己的风暴潮预报系统^[1]; 澳大利亚、日本等其他国家的学者亦从事风暴潮的研究^[2~8]; 我国自 70 年代以来也开展了关于风暴潮运动的理论和数值研究^[9~11]. 近年来, 风暴潮运动的三维数值模式得到很大发展^[2~4]. 这些研究工作主要围绕沿海地区风暴增水所造成的淹没灾害展开, 多致力于最高风暴潮位的预报、特定海域特定风暴下流场的定性分析^[2~7]等. 而关于风暴潮的流动结构、速度时空变化以及风暴参数和地形影响等的研究工作较少, 尤其是定量的分析结果不多见. 然而, 随着沿海经济建设的迅速发展, 对于风暴潮这种极端条件下的物质运输研究的要求越来越迫切. 如: 风暴潮诱起的泥沙运动可以给河口及海岸工程带来灾难性的影响, 我国长江口的南槽航道在 1983 年的一次风暴潮过程中被泥沙全线淤死, 其后航运不得不改走北槽. 要深入认识风暴潮诱起的物质运输规律, 仅仅考虑水位的变化是远远不够的, 还必须深入了解风暴潮引起的水流流动行为、流速的时空定量变化规律、海底效应等, 在此基础上才可以精确描述这种特殊流动中物质的对流、扩散机理.

因此, 本文旨在建立风暴潮运动的动力学模型, 为研究风暴潮诱起的物质运输奠定基础. 首先对开阔海域的风暴潮运动进行模拟, 检验了数值模式. 分析了不同深度海域中风暴潮位变化的一般规律, 研究了气压变化、海域深度和底坡对流场、流速、潮位的影响, 合理解释了风暴潮位和流场变化的内在力学机理.

2000-09-14 收到第一稿, 2001-06-05 收到修改稿.

1) 国家自然科学基金资助项目 (19802020).

1 风暴潮流运动的控制方程

风暴潮流运动是由强烈的大气扰动而诱发的异常水流运动, 其主要驱动力为大气负压及由此引起的台风的强烈剪切. 它可由引入大气压及风应力的二维全流方程组进行描述.

1.1 二维全流方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [(\zeta + h)U] + \frac{\partial}{\partial x} [(\zeta + h)U^2] + \frac{\partial}{\partial y} [(\zeta + h)UV] - f(\zeta + h)V = \\ -g(\zeta + h)\frac{\partial \zeta}{\partial x} - \frac{1}{\rho}(\zeta + h)\frac{\partial P}{\partial x} + \frac{1}{\rho}(\tau_x^\zeta - \tau_x^{-h}) \end{aligned} \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} [(\zeta + h)V] + \frac{\partial}{\partial x} [(\zeta + h)UV] + \frac{\partial}{\partial y} [(\zeta + h)V^2] + f(\zeta + h)U = \\ -g(\zeta + h)\frac{\partial \zeta}{\partial y} - \frac{1}{\rho}(\zeta + h)\frac{\partial P}{\partial y} + \frac{1}{\rho}(\tau_y^\zeta - \tau_y^{-h}) \end{aligned} \quad (2)$$

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} [(\zeta + h)U] + \frac{\partial}{\partial y} [(\zeta + h)V] = 0 \quad (3)$$

其中, xoy 平面位于静止海面, z 轴垂直向上; t 为时间; g 为重力加速度; P 为大气压力; ρ 为海水密度; ζ 为从静止海面起算的水位; h 为静止海面下的水深; f 为科氏参数, $f = 2\Omega \sin \Phi$, $\Omega = 0.729 \times 10^{-4} \text{s}^{-1}$ 为地球自转角速度; Φ 为地理纬度; U, V 分别为垂向平均流速的 x, y 分量; $\tau_x^\zeta, \tau_x^{-h}$ 分别表示海面风应力和海底摩擦应力^[11]

$$\left. \begin{aligned} \tau_x^\zeta &= \rho_a C_D |\mathbf{W}| \mathbf{W} \\ \tau_x^{-h} &= \rho r_b |\mathbf{V}| \mathbf{V} - \beta \tau_x^\zeta \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 $\tau_x^\zeta, \tau_x^{-h}$ 和 $\tau_y^\zeta, \tau_y^{-h}$ 分别代表 τ^ζ 和 τ^{-h} 在 x, y 方向的分量; \mathbf{W} 代表风力表高度的风矢量; \mathbf{V} 代表水流垂向平均的速度矢量, 其 x, y 分量为 U, V ; ρ_a 为空气密度; r_b 为底摩擦系数, 取 2.6×10^{-3} ; $\beta = 0.35$ 为常数; C_D 为风应力系数, 按以下方式取值

$$10^3 C_D = \begin{cases} 0.554, & |\mathbf{W}| \leq 4.917 \\ -0.12 + 0.137|\mathbf{W}|, & 4.917 \leq |\mathbf{W}| \leq 19.221 \\ 2.513, & |\mathbf{W}| \geq 19.221 \end{cases} \quad (5)$$

1.2 气压场和风场的模拟

气压降和风应力是风暴潮的主要驱动力, 正确模拟气压场和风场是风暴潮流运动数值模拟的关键.

台风气压分布基本上是中心对称的, 但其变化梯度在台风域内、外区域有所不同. 研究表明, 若以两倍最大风速半径 R 为分界点, 则台风内域和外域的气压变化可分别由 Fujita T. 和 Takahashi 公式描述如下^[11]

$$P(r) = \begin{cases} P_\infty - \frac{P_\infty - P_0}{\sqrt{1 + 2(r/R)^2}}, & 0 \leq r \leq 2R \text{ (Fujita T.)} \\ P_\infty - \frac{P_\infty - P_0}{1 + r/R}, & 2R \leq r < \infty \text{ (Takahashi)} \end{cases} \quad (6)$$

式中, r 为距台风中心的径向坐标; $P(r)$ 为距台风中心 r 处的气压; P_∞ 为不受台风影响处的气压; P_0 为台风中心气压。

由台风引起的风场一般不是中心对称的, 而是右半圆中的风速高于左半圆中的风速 (观察者面向台风移动的方向), 这主要是台风本身的运动所致。因此, 一般都假定台风的风场由两部分叠加合成, 其一为相对于台风中心的对称风场, 另一部分为台风移行所诱导的基本风场。

中心对称风场可由气压场模式计算

$$G = -\frac{f}{2}r + \sqrt{\frac{f^2}{4}r^2 + \frac{r}{\rho_a} \frac{dP(r)}{dr}} \quad (7)$$

G 为距台风中心 r 处的风速。

基本风场可表示为^[11]

$$\begin{aligned} V_{sm} &= V_x \exp\left(-\frac{\pi}{4} \frac{|r-R|}{R}\right) \mathbf{i} + \\ &V_y \exp\left(-\frac{\pi}{4} \frac{|r-R|}{R}\right) \mathbf{j} \quad (8) \end{aligned}$$

式中 V_x, V_y 是台风移速在 x, y 方向的分量。图 1 为模拟的风矢量和气压分布。

1.3 边界条件和初始条件

边界条件: 本文模拟的海域为规则的开阔矩形海域, 其一侧为海岸界, 其余三边均为水边界。对于海岸界, 取 $U = 0, V = 0$; 对于水边界, 按海面对气压降低的静力学响应 (静压平衡高度), 给出其上的水位值, 即

$$\zeta = \frac{P_\infty - P(x_b, y_b)}{\rho g} \quad (9)$$

式中, x_b, y_b 为水边界上各网格点的坐标。

初始条件: 初始时刻, 假定整个计算域无流动, 即取 $U = 0, V = 0$ 。同时将起始时刻台风中心位置置于远离计算域的大洋上, 这样可以忽略水体对气压响应的弛豫时间, 因而所有网格点上的初始水位可按海面对初始气压场的静力学响应取值。

1.4 数值模式检验

计算模拟的海域为规则开阔海域, 其沿岸方向长 600 km, 向海方向长 192 km。在此计算域中, 对基本方程 (1)~(3) 进行差分离散, 采用交替方向 (ADI) 法进行求解, 时间步长为 $\Delta t = 120$ s, 空间步长为 $\Delta x = \Delta y = 2000$ m。

在一次风暴过程中, 台风所引起的最高潮位通常被称为该次台风过程的“最大风暴潮值 (Peak Surge)”, 它是风暴潮预报中最重要的特征量。这里, 我们通过计算不同情况下的最大风暴潮值来检验上述数值模式。为此, 假定水深由岸向海线性增加, 岸界处深为 5 m, 外海边界深

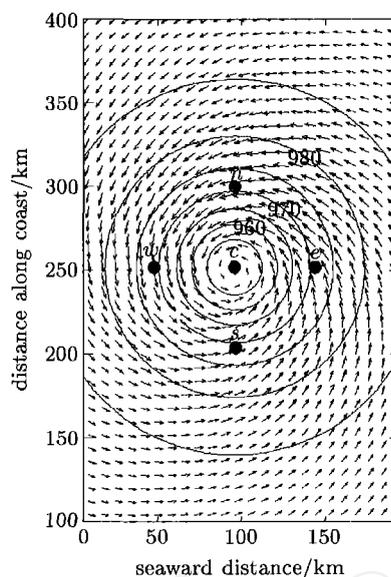
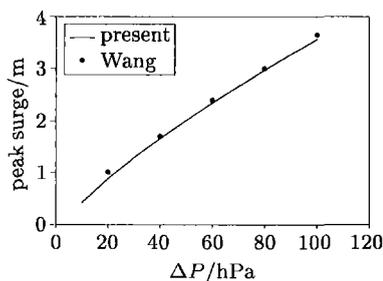


图 1 风矢量和气压场

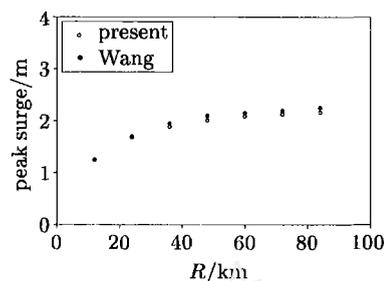
最大风速半径 48 km, 中心气压 950 hPa

Fig.1 Wind vectors and atmospheric pressure (in hPa) contours of the case with a maximum wind radius of 48 km and a central pressure of 950 hPa

103 m. 设风暴沿 30° 北纬线以定常速度 ($V_x = -6 \text{ m/s}$, $V_y = 0$) 由海向陆移动, 其路径垂直于海岸. 对此情形, 分别计算了气压降 $\Delta P = 50 \text{ hPa}$ 时不同最大风速半径 R (12 km, 24 km, 36 km, 48 km, 60 km, 72 km, 84 km) 和最大风速半径 $R = 48 \text{ km}$ 时不同气压降 ΔP (20 hPa, 40 hPa, 60 hPa, 80 hPa, 100 hPa) 等情况下的风暴潮流运动, 得到最大风暴潮值随 R 和 ΔP 变化的关系, 如图 2(a), 2(b). 国家海洋预报台的王喜年曾建立一个类似于美国 SPLASH 模型的动力数值模式^[11], 对上述风暴潮进行模拟计算. 图 2 中同时点绘了王喜年的结果 (Wang), 由图可见, 两者基本一致.



(a) 最大风暴潮值与台风中心气压降的关系
(a) The peak surge vs. the central pressure drop



(b) 最大风暴潮值与台风最大风速半径的关系
(b) The peak surge vs. the maximum wind radius

图 2
Fig. 2

2 计算结果及讨论

2.1 风暴潮流场的变化规律

2.1.1 流动结构

台风风暴生成以后, 其中心将形成旋转强风, 风暴所经过的海域将由强烈的风应力诱起与风场同样的气旋式的环流. 这种环流结构与海深、地理纬度和海底坡度有关, 如图 3, 图 4 所示. 图 3 显示水平海底 (水深为 15 m) 情形的流动图案, 其中 (a), (b), (c) 分别为台风中心位于计算域陆边界 ($t \approx 27.8 \text{ h}$, 台风登陆时刻)、中央 ($t \approx 23.3 \text{ h}$) 及海边界 ($t \approx 18.9 \text{ h}$) 时的流场. 图 4 为台风中心到达计算域中央时, 不同坡度海域中的水流流动图案, 其中图 4(a) 为水深 100 m 的平底情形; 图 4(b), 图 4(c) 分别为底坡 1/10000 (岸边水深 5 m, 外海边界水深 24.2 m) 和 1/1000 (岸边水深 5 m, 外海边界水深 197 m) 的海域中的流场.

由图 3 可见, 台风在由海向陆运动的过程中, 它所引起的海水环流随之向陆移动, 但因大气运动通过风应力做功向海水传递能量需要一定的时间, 所以海水环流中心滞后于台风中心. 水深越大, 能量向深层水体传递的时间越长, 水流滞后越明显. 当台风登陆时, 岸界对水体的流动产生一定影响. 因海岸的阻挡作用, 台风中心左侧 (观察者背海面陆) 的水体被风剪切力向右侧驱使, 水体在台风右侧约最大风速半径处不断堆积, 致使该处局部水位高于其附近区域, 因而水体在其本身压力梯度的作用下沿岸向两侧流动. 因此, 在海岸附近, 海水环流不复存在, 岸边水流流线形成一沿岸波动的波形曲线.

台风的尺度通常很大, 可以达到几百上千公里的量级, Coriolis 效应一般不可忽略, 在北半球 Coriolis 力的作用将迫使台风诱起的海洋环流向流动的右侧偏转, 这种偏转效应与海深关系密切. 图 3(b), 图 4(a) 的对比反映了不同海深时, Coriolis 力所诱导的流动偏转效应的差异,

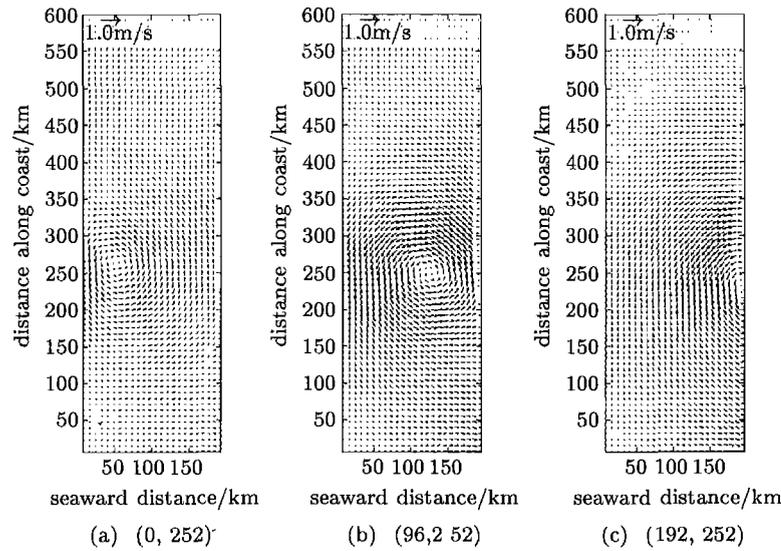


图 3 水深 15 m、台风中心位于不同点时的风暴潮流场

Fig.3 Current vectors of the 15 m-deep sea when the typhoon center is at different locations

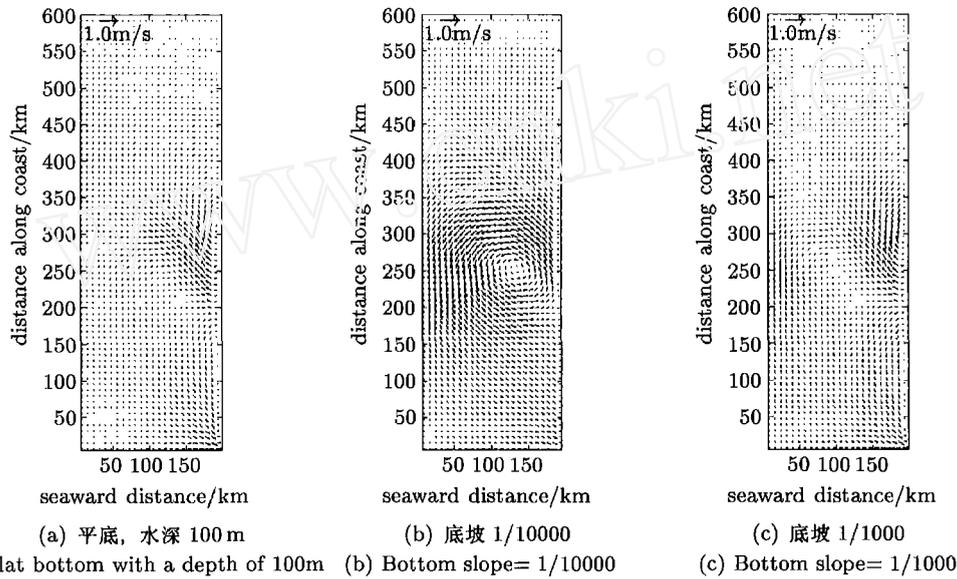


图 4 台风中心位于 (96, 252) 时的风暴潮流场

Fig.4 Current vectors when the typhoon center is at (96, 252)

即流动向右偏转的角度不同。这是因为，流动右偏角度的大小依赖于 Coriolis 力效应的相对重要性。可以用无量纲参数 $D = \frac{h^2 f}{\nu_0}$ 来衡量 Coriolis 力作用的相对大小^[10]，其中 ν_0 为湍流黏性系数的特征量。显然，Coriolis 力作用的显著程度与海深、地理纬度以及湍流黏性系数有关。海深越大，纬度越高，Coriolis 力效应越大，流动越偏离圆形流场；另外，因相对弱的风应力产生相对小的 ν_0 值，因此风应力越小，Coriolis 力作用所引起的流动右偏角越大。因此，在风暴参数一定的情况下，15 m 海域中的风暴环流流线近似于圆形，如图 3(b)；而 100 m 海域中产生的

流动则无明显的圆形结构,如图 4(a).实际上,风暴潮流场右偏的现象具有三维性,即铅垂线上的不同水质点的速度矢量向右偏转的角度随水深的不同而变化.本文采用水平二维模型所得到的流场只能反映这种三维效应沿水深积分后的平均流动图案.流场的这种三维性即是 Ekman 效应的具体体现.实际上,无量纲参数 D 就是 Ekman 数 $E_k = \frac{\nu_0}{h^2 f}$ 的倒数. Ekman 漂流理论^[12]认为,在无限深海域,因海面风应力作用由铅直湍流摩擦力与 Coriolis 力相平衡所产生的水流运动,其流速矢量的大小和方向均随深度变化,海面处速度最大,方向与风向成 45° 角,随着深度的增加,速度呈指数形式减小,流向逐渐向右偏,至 Ekman 深度 $h_0 = \pi \sqrt{\frac{\nu_0}{\Omega \sin \phi}}$ 处,流速仅为海面流速的 4%,流向与海面流速相反.在水深很小的海域里,水体从表面到海底几乎都沿着风向流动.因此,沿深度平均后的流速向右偏转的角度很小,图 3(b),图 4(a) 所显示的平均流场即反映了这一流动特征.

风暴在不同海底坡度的海域所引起的流场是不同的,如图 4 所示.对于 1/10000 坡度的情形,计算域中央水深约为 15 m,台风中心位于中央时的流场(图 4(b))亦与相同水深的平底情形(图 3(b))几乎一致;而 1/1000 坡度时,计算域中央水深约为 100 m,当台风中心位于中央时,流场(图 4(c))与相同水深平底情形的流动(图 4(a))相似.坡度不同时,流场的差别主要表现在:水深沿离岸距离变化, Coriolis 力效应随之改变,因此,水流不同程度地向右偏转.离岸越远,坡度越大,这种差别越明显.总体上讲,坡度对流场的影响仍可归结为水深的效应.

2.1.2 流速的变化规律

台风引起的水流运动非常复杂,不仅与台风参数有关,还受地形的影响.对于风暴引起的物质运输,尤其是涉及底床变化的泥沙运输,细致分析流速幅值随各种参数的变化及其时空变化规律是重要的.下面给出的结果对应风暴的基本参数为:最大风速半径 48 km、台风移速 6 m/s、其中心沿 $y = 252$ km 由海向陆移行.中心气压 950 hPa 时,最大风速约 36 m/s.

气压是台风的重要参数之一,气压的改变对风速的影响十分明显,台风中心气压越低,风速越大,因而大气作用于海面的剪应力越大,水流流速必然增加.如图 5,风暴在水深为 10 m 的海域过境时,所引起的最大流速随台风中心气压 ($1000 - \Delta P$) 降低而显著增加.当台风中心气压 950 hPa 时,最大流速可达 1.6 m/s 以上.

海域深度对风暴潮流运动有很大影响.图 6 为台风中心到达计算域中点 c (96 km, 252 km)(参见图 1) 时, c 点的水位、流速随海深的变化.可见,在海深较大的海域,流速随深度的减小

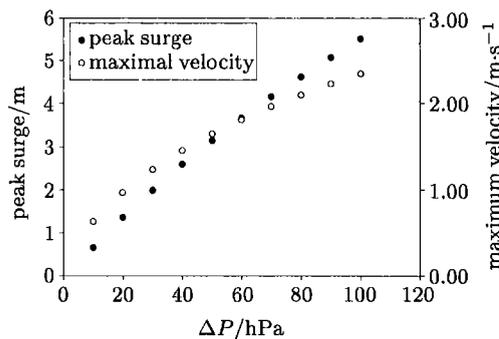


图 5 最大风暴潮值和最大流速随气压的变化
Fig.5 The peak surge and the maximum velocity
vs. the central pressure drop

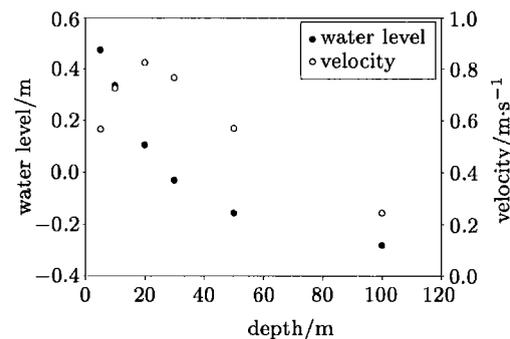


图 6 水位、流速与水深的关系
Fig.6 The water level and the current speed
vs. the depth

而增大；当海深减小到约 20 m 以下时，流速转而随深度的减小而减小。可以从能量的角度对这一现象进行解释：大气压力和风应力不断对水体所作的功，一部分消耗于海底摩擦效应，另一部分转化为水体的动能和势能。当海深很小时，海底摩擦要消耗相当一部分能量，深度越小，剪切越强，摩阻越大，消耗能量的份额越多，水体所能获得的动能便越小。另一方面，在较深的海域，虽然海底摩阻随着深度的增加而变得越来越小，但受大气所驱使的水体质量却越来越大；并且，由表征气压强迫力与风应力相对重要性的无量纲参数^[10] $\mathfrak{R} = \frac{\Delta P h}{L \tau^c}$ (这里 $\Delta P/L$ 表示台风系统在单位水平距离上气压的改变量， τ^c 为风应力) 可知，水深增加，风应力的作用减弱。因此流速随着深度增加而减小。

为了考察风暴潮流运动的时空变化规律，计算了域内不同位置 (图 1 中 c, n, s, w, e 各点，其中 n, s, w, e 各点与 c 点距离等于最大风速半径) 处流速和风暴潮位的时间过程，如图 7~图 9，图中同时还给出了相应位置的风速过程线。图 7(a) 为风速过程线；图 7(b)~图 7(d) 分

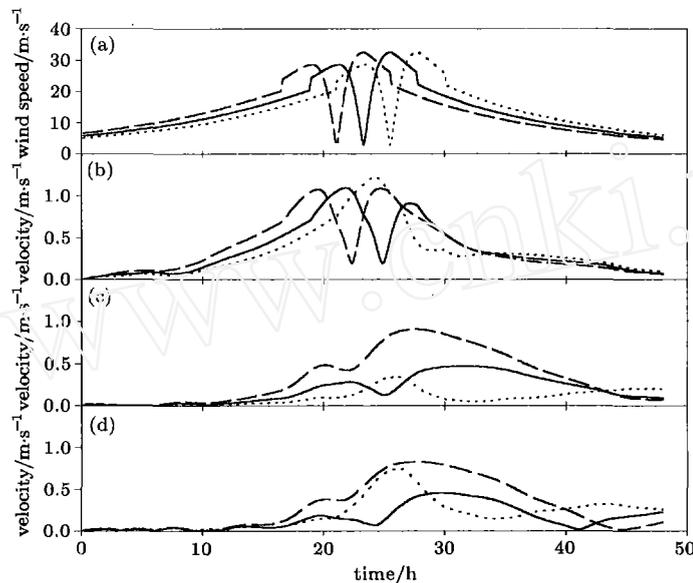


图 7 不同位置处的风速过程 (a) 以及水深 15 m (b), 10 m (c) 的平底海域、底坡为 1/1000 的海域 (d) 中不同位置上的流速过程。

实线：c 点；虚线：e 点；点线：w 点 (见图 1)

Fig.7 Time series of wind speed (a) and current speed for the case of flat bottom with a depth of 15 m (b); flat bottom with a depth of 100 m (c); bottom slope=1/1000 (d); at different locations.

Solid: point c; Dashed: point e; Dotted: point w (see Fig.1)

别为水深 15 m, 100 m 的平底海域和坡度为 1/1000 的海域的流速过程。由于台风内域和外域风速分布的规律不同，当台风由远处向某点趋近时，该点的风速逐渐增大；一旦该点位于台风内域，风速随着台风的趋近而迅速减小，当风眼与该点重合时，风速达到最小值。其后，随着台风逐渐远去，该点的风速相反地由迅速增加到逐渐减小变化。图示流速的变化反映了水体对大气变化的响应，但不同的海域，水体的响应有所差别。对比流速与风速的时间过程，可以看出水体的响应滞后于大气变化，滞后的时间与深度有关，浅海域大气能量可以很快传递到海底，

所以浅海水体的响应比深海快. 因此, 15 m 海域内水流流速可以跟随风速迅速变化, 尤其是当台风内域过境时; 而 100 m 海域内水流速度的变化滞后于风速的时间较长, 以至于当风速急剧地减小到最小值并转而迅速地增加到最大值时, 流速的起伏响应不及 15 m 海域明显.

坡度对水流流速响应的滞后效应的影响不甚明显, 但因不同位置的深度不同, 流速的大小亦不相同, 如: 底坡为 1/1000 时, c 点水深 101 m, 该处流速与水深 100 m 的平底海域情形相当; 而 w 点的水深为 53 m, 该点的流速介于 15 m, 100 m 水深的平底海域中相同位置的流速值之间.

图 8 反映与台风路径垂直方向上的三点 c, n, s 处流速和风暴潮位的时间变化. 图 8(b) 表明, 该三点处水流流速对风速的响应时间基本相同, 但流速的大小有所不同, 方向亦不断变化(参见图 3, 图 4). 因为台风风场由其移行基本风场和相对于中心的对称风场两部分叠加而成, 叠加后的风场是不对称的, 在北半球, n 点的风速一般大于 s 点, 所以 n 点处的流速较大.

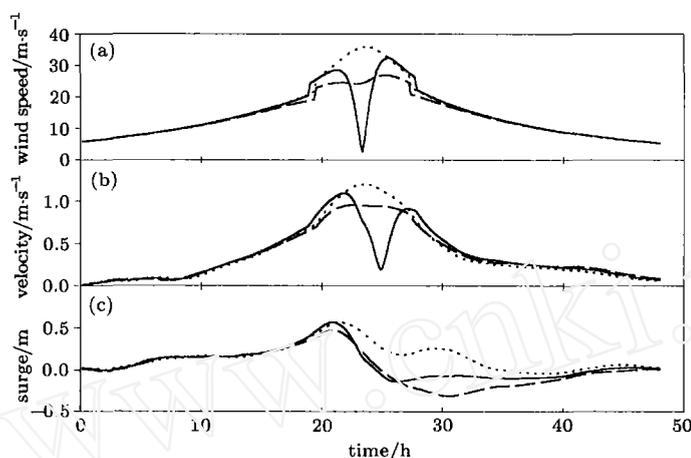


图 8 水深 15 m 的平底海域不同位置上风速 (a), 流速 (b) 及水位 (c) 过程
实线: c 点; 虚线: s 点; 点线: n 点 (见图 1)

Fig.8 Time series of wind speed (a), current speed (b) and water level (c) for the case of flat sea bottom with a depth of 15 m at different locations.

Solid: point c ; Dashed: point s ; Dotted: point n (see Fig.1)

2.2 风暴潮位的变化规律

与流速的讨论类似, 这里亦从风暴参数 (气压、风速)、海域特征 (水深、坡度) 对风暴潮位的影响方面来讨论风暴潮位及其时空变化规律.

图 2 已经表明, 在具有一定底坡的海域, 当其它台风参数 (最大风速半径、移速等) 给定时, 最大风暴潮值随中心气压降的增大而增大, 即中心气压越低, 最大风暴潮值越大; 当中心气压一定时, 最大风暴潮值随最大风速半径的增大而增大. 这是因为在其它台风参数不变的情况下, 气压降低一方面可以使水体的静压响应更高; 另一方面, 气压降低和最大风速半径的增大使台风影响域内的风速增大, 因而海面剪切加剧, 必然引起潮位升高. 平底海域中最大风暴潮位与气压变化的关系与此相似 (如图 5).

具有相同参数的台风, 在不同深度的海域过境时, 所引起的风暴潮位是不同的. 图 6 绘出了台风中心位于 c 点时, 该点风暴潮位与深度的关系. 一般地, 风暴潮位随着深度增加而减小.

当深度在 50 m 左右以下时, 潮位随着深度增加而迅速减小; 在 50 m 以上的海域内, 深度对潮位的影响不甚显著, 计算表明水深超过 100 m 以后, 风暴潮位几乎不受海深的影响, 而保持为一常值. 这是大气压强和风剪切这两种动力在不同深度的海域此消彼长的结果. 当水深很大, 以至于 $\Re = \frac{\Delta P h}{L \tau \zeta} \gg 1$ 时, 风应力的作用可以忽略不计, 此时风暴潮位完全决定于水体的静压响应. 当压力和风剪力均不能忽略时, 表面风剪力随着水深减小越来越显著, 因而浅海风暴增水更剧烈.

图 9 表示海域特征不同时, 计算域内不同位置上的风暴潮位过程. 图示曲线说明, 在台风由海向陆移行的过程中, 海水被大气驱动形成的强迫波跟随台风一起向岸界运动, 随着能量的不断积累, 该强迫波的波高逐渐增加, 即风暴潮位逐渐升高. 水深较浅的海域, 该强迫波向岸传播的速度较快, 波高亦较大, 见图 9(b), 图 9(c). 海底坡度对风暴潮位随时间变化关系的影响不十分显著, 如: 图 9(d) 所示底坡为 1/1000 的海域, 其平均海深约 100 m, 风暴潮位的时间变化过程与图 9(c) 基本相同, 只是深度随离岸距离的变化导致了风暴潮位幅值有所差异. 图 8(c) 反映了与台风路径垂直方向上的 n, c, s 点 (参见图 1) 处风暴潮位的变化过程, 由于台风右侧的风速较左侧大, 表面剪切较左侧剧烈, 所以右侧 n 点的潮位总是高于左侧 s 点的潮位.

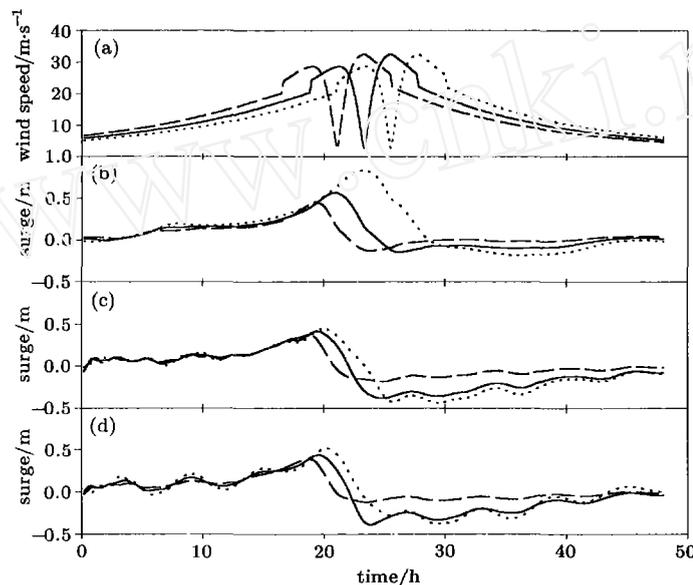


图 9 不同位置处的风速过程 (a) 以及水深 15 m (b), 100 m (c) 的平底海域、底坡为 1/1000 的海域 (d) 中不同位置上的风暴潮位过程.

实线: c 点; 虚线: e 点; 点线: w 点 (见图 1)

Fig.9 Time series of wind speed (a) and water level for the case of flat bottom with a depth of 15 m (b); flat bottom with a depth of 100 m (c); bottom slope= 1/1000 (d); at different locations.

Solid: point c ; Dashed: point e ; Dotted: point w (see Fig.1)

图 10 为一次风暴潮过程中, 当台风中心分别位于计算域海边界 ($t \approx 18.9$ h)、中央 ($t \approx 23.3$ h) 及陆边界 ($t \approx 27.8$ h, 台风登陆时刻) 时, 15 m 水深海域内风暴潮位的分布. 可见, 当台风位于海边界时, 虽然其附近的计算域风速较大, 但因水体还来不及迅速响应, 整个计算域内

风暴潮位均很小,如图 10(c);随着台风由海向陆移动,域内潮位逐渐升高,至计算域中央时,岸边增水超过 1.2 m,且因台风右侧(观察者面对海岸)风速较大,潮位亦较高,如图 10(b);当台风继续向陆移行时,水流逐渐感受到岸界的影响,至岸边附近,台风左侧水体受风剪力的驱使而不断向右侧堆积(参见图 3),致使右侧潮位不断升高,而左侧潮位不断降低,可以直到静止海面以下,如图 10(a).由此可见,台风登陆时,最大风暴潮位必然出现在台风右侧,并且其位置一般在最大风速附近,即距离台风中心约一倍最大风速半径处.

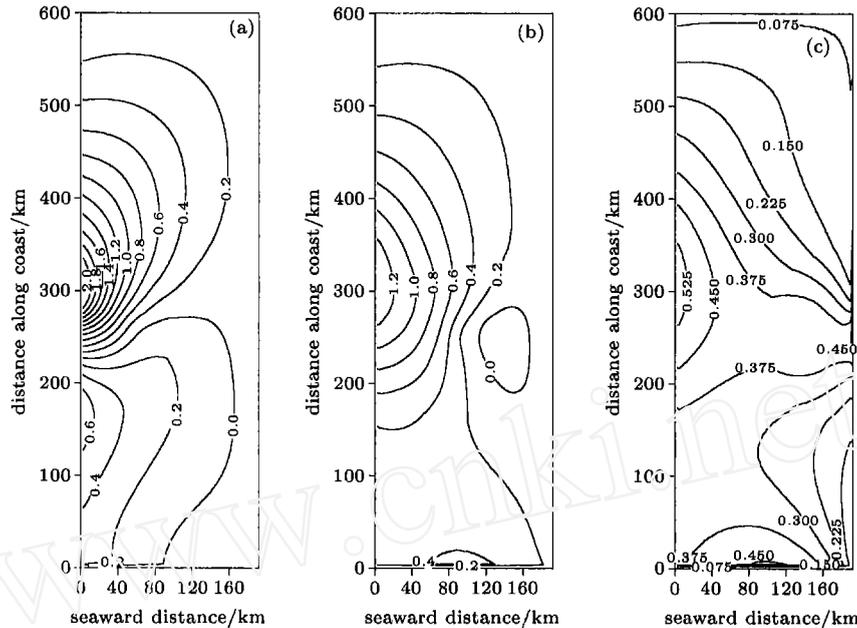


图 10 风暴潮位等值线过程. 台风参数: 移速 6 m/s; 中心气压 950 hPa; 最大风速半径 48 km
(a), (b), (c) 分别对应于台风中心位于 (0,252); (96,252); (192,252) 的时刻

Fig.10 Contours of the water level when the typhoon center is at (a): (0,252); (b): (96, 252); (c): (192, 252). The typhoon moves at a speed of 6 m/s with its central pressure of 950 hPa and the maximum wind radius of 48 km

3 结 语

本文采用二维全流模型建立了风暴潮流运动的数值模式,所得数值结果与前人的结果对比符合良好. 利用所建立的模型模拟了开阔海域的风暴潮流运动,模拟结果表明: 风暴潮流运动不仅与气压、风应力等动力因素有关,还受海域深度及底坡等的影响. 不同深度、不同底坡的海域中,风暴潮的流场图案因 Coriolis 效应的不同而有所差异. 流速的大小随气压的降低而增大,在较浅的海域随深度增大,在较深的海域随深度减小;流速随时间的变化滞后于风速,水深越大滞后时间越长.

气压降低、最大风速半径的增大均将引起风暴潮位升高;同一台风在较浅海域导致较高的风暴潮,深度很大时,风暴潮位主要受气压影响,表面风应力的作用几乎可以忽略. 风暴潮位随着台风由海向陆运动而逐渐升高,并随着海深减小而加快,潮位升高的幅度加大. 台风右侧的潮位高于左侧,台风登陆时,最大风暴潮位发生在台风右侧约最大风速半径处.

本文所建立的风暴潮流运动数值模型,是进一步研究风暴潮诱起的物质输运的动力学基

础.

参 考 文 献

- 1 Bode L, Hardy TA. Progress and recent developments in storm surge modeling. *Journal of Hydraulic Engineering*, 1997, 123(4): 315~331
- 2 Noye BJ, Mathews K, Grzechnik MP. A three-dimensional model of tides and surges in the great Australian bight. In: Noye BJ, ed. *Modeling Coastal Sea Processes*. World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 1999. 107~134
- 3 Noye BJ, Grzechnik MP, Stevens JM. Modeling Currents and Dispersion in Boston Bay, South Australia, during the 1996 Tuna Disaster. In: Noye BJ, ed. *Modeling Coastal Sea Processes*. World Scientific Publishing Co Pte Ltd, 1999. 247~271
- 4 Hearn CJ, Holloway PE. A three-dimensional barotropic model of the response of the Australian north west shelf to tropical cyclones. *Journal of Physical Oceanography*, 1990, 20: 60~80
- 5 Flather RA. A storm surge prediction model for the northern bay of Bengal with application to the cyclone disaster in april 1991. *Journal of Physical Oceanography*, 1994, 24: 172~190
- 6 Price JF, Sanford TB, Forristall GZ. Forced stage response to a moving hurricane. *Journal of Physical Oceanography*, 1994, 24: 233~260
- 7 Signorini SR, Wei JS, Miller CD. Hurricane-induced surge and currents on the Texas-Louisiana shelf. *Journal of Geophysical Research*, 1992, 97(C2): 2229~2242
- 8 As-Salek JA, Yasuda T. Comparative study of the storm surge models proposed for Bangladesh: Last developments and research needs. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, 1995, 54/55: 595~610
- 9 Qin ZH. Recent advances in storm surge prediction and research in China. In: Lighthill J, et al. eds. *Tropical Cyclone Disasters*. Beijing: Peking University Press, 1993. 423~441
- 10 冯士筭. 风暴潮导论. 北京: 科学出版社, 1982 (Feng Shizuo. *Hurricanes*. Beijing: Science Press, 1982 (in Chinese))
- 11 包澄澜. 海洋灾害及预报. 北京: 海洋出版社, 1991 (Bao Chenglan. *Ocean Hazards and the Prediction*. Beijing: Ocean Press, 1991 (in Chinese))
- 12 叶安乐, 李凤歧. 物理海洋学. 青岛: 青岛海洋大学出版社, 1992 (Ye Anle, Li Fengqi. *Physical Oceanography*, Qingdao: Qingdao Ocean University Press, 1992 (in Chinese))

NUMERICAL SIMULATION OF THE STORM SURGE AND ITS INDUCED CURRENTS ¹⁾

Zhou Jifu Liang Lan Li Jiachun

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China*)

Abstract Storm surge is one kind of severe disasters which often claim tens of thousands people's lives. Scientists have investigated this problem for decades. These works have been focused mainly on the prediction of peak surge formation and its evolution. However, some environmental impact is attributed to the unusual passive scalar transport by the energetic currents generated by the storm surge. Hence, further understanding of surge-induced currents is indispensable. This paper, therefore, emphasizes on the behaviour of a water body in case of storm surges, in order to set a solid foundation for studying dynamics of the passive scalar transport in this unusual flow field.

Received 14 September 2000, revised 5 June 2001.

1) The project supported by the National Natural Science Foundation of China (19802020).

To begin with, we have established a two-dimensional numerical model by using depth-averaged Navier-Stokes equations, including surface pressure, wind stress, bottom drag and Coriolis force terms. The wind stress and bottom drag are determined by the quadratic drag law. The surface pressure field is described by so-called Fujita and Takahashi formulae. The model is verified by comparing previous numerical results.

Then we apply the model to an open sea, simulating spatial and temporal variations of water level and currents caused by surges. By case studies, we have discussed the influences of surface pressure, water depth, bottom slope and maximum wind radius on the variations of water level, flow pattern and current speed.

Finally, some conclusions have been drawn as follows. The flow pattern is apparently affected by Coriolis force, especially for deep water. The depth-averaged current speed increases with the drop of the surface pressure. It also increases with the water depth in a shallower sea, but decreases with the water depth in a deeper sea. The current follows the wind with a time lag. The deeper the water depth is, the longer the lag time becomes. The water level goes high when the atmospheric pressure drops or the maximum wind radius increases. A storm causes higher surge in a shallower water area. In a very deep sea, the surface pressure becomes dominant and the effect of wind shear is negligible. Generally speaking, higher water level occurs to the right side of the typhoon and the peak surge occurs approximately at the maximum wind point when the typhoon lands perpendicularly to the coastline.

Key words storm surges, numerical simulation, surface pressure, wind stress, flow pattern