

理想海域中台风引起的潮、流及波的分析

I. 开阔海域的情况

郭冬建 曾庆存

(中国科学院大气物理研究所, 北京 100080)

摘 要 采用理论分析与数值计算相结合的方法研究了理想开阔海域中的台风风暴潮模型, 讨论了开阔海域中移行台风下的海洋响应。分析表明, 在开阔的浅海域, 台风下的海洋运动以地转流为主, 同时又激发出振幅较小的重力惯性波。重力惯性波是由于台风强度或移速的突然变化引起的, 其波速通常大于台风移速。台风气压场造成海面升高且基本符合“静压效应”, 但产生的正压流场非常微弱。伴随强风的气旋性风场造成的海面下降在台风经过之后可以维持很长时间, 从而在台风后面形成一个长达几百公里的尾迹。而台风风应力和气压梯度力的总效果是在台风正前方造成海面上升, 正后方造成海面下降。

关键词 风暴潮 地转流 重力惯性波 先兆波

1 引言

在近岸海区, 海面对台风的响应虽是为时数天的短暂现象, 但却是灾害性的, 也是浅海中的一个重要的动力学问题。国内外关于台风风暴潮的研究, 大多为实际风暴潮的数值模拟^[1], 也有一些动力诊断分析^[2~3]。理论分析主要限于讨论台风诱发的海洋波动问题^[4~6]。

作为风暴潮数值分析和预报的理论基础, 研究并揭示它的动力机制是一个重要的课题。应该指出, 实际的海岸线和海底地形是太复杂了, 如果我们只作实际情况的风暴潮模拟, 无论计算结果是好是坏, 都难于作出合理的清晰的解释, 由此我们不能对风暴潮动力机制有很好的了解。为此在本文我们将研究理想海域的台风风暴潮模型, 主要讨论由台风引起的海面高度的变化, 也讨论相关的近岸环流和潮波问题。

本文采用理论分析与模式计算相结合的方法进行研究。应用理论分析方法可以获得准确的解析解, 但求解解析解并不是处处能奏效的, 当问题的数学模型变得复杂时, 必须借助于数值方法求解。此外, 为便于理解陆架海区对台风的响应, 我们将通过略去水深变化或海岸限制来阐明响应的结构, 并与有水深变化和海岸限制的情况作对比, 以此来讨论陆架或海岸对台风风暴潮的影响。本文第一部分讨论开阔的浅海域中移行台风下的风暴潮及其传播特征, 海岸与陆架下的影响在第二部分讨论。

2 理论分析

风暴潮是一种复杂的海洋运动现象, 在进行理论分析时, 如果不分主次地把产生和

影响风暴潮的各种因素都考虑进来, 将难于对其动力机制作出清晰的解释, 因此必须作某种程度的简化。由于我们拟探讨海洋中台风影响下的运动的物理机制, 为此先略去不影响物理本质且较小的非线性项以及底摩擦项。于是, 风暴潮控制方程组为

$$\frac{\partial u}{\partial t} - fv + \frac{\partial \varphi}{\partial x} = F_x, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + fu + \frac{\partial \varphi}{\partial y} = F_y, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \varphi}{\partial t} + c_0^2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} \right) = 0, \quad (3)$$

其中, $\varphi = g(H + \zeta)$, H 为平均水层厚度, ζ 为海面起伏, $\vec{F} = (F_x, F_y)$ 为外力强迫项, $c_0 = \sqrt{gH}$ 为重力波速, 其他符号则为常用的。

为了求得方程组 (1) ~ (3) 的解, 必须给定初条件。不失一般性, 我们假定在初始时刻海洋处于静止状态, 即

$$\varphi^{(0)} = 0, \quad u^{(0)} = 0, \quad v^{(0)} = 0, \quad (4)$$

这里右上标 (0) 表示初值。

对 (1) ~ (3) 施加微分运算, 可得仅含单一未知量的 3 个方程:

$$\mathcal{L} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) = c_0^2 \left[f \text{curl}_z \vec{F} + \frac{\partial}{\partial t} (\text{div} \vec{F}) \right], \quad (5)$$

$$\mathcal{L} \left(\frac{\partial u}{\partial t} \right) = -c_0^2 \frac{\partial}{\partial y} (\text{curl}_z \vec{F}) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial F_x}{\partial t} + f F_y \right), \quad (6)$$

$$\mathcal{L} \left(\frac{\partial v}{\partial t} \right) = c_0^2 \frac{\partial}{\partial x} (\text{curl}_z \vec{F}) - \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial F_y}{\partial t} - f F_x \right), \quad (7)$$

其中,

$$\mathcal{L} = c_0^2 \Delta - \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right).$$

由 (1) ~ (4) 可以得到求解 (5) ~ (7) 所需要的初始条件:

$$\left(\frac{\partial \varphi}{\partial t} \right)^{(0)} = 0, \quad \left(\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} \right)^{(0)} = -c_0^2 (\text{div} \vec{F})^{(0)}, \quad (8)$$

$$\left(\frac{\partial u}{\partial t} \right)^{(0)} = F_x^{(0)}, \quad \left(\frac{\partial^2 u}{\partial t^2} \right)^{(0)} = \left(\frac{\partial F_x}{\partial t} \right)^{(0)} + f F_y^{(0)}, \quad (9)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial t} \right)^{(0)} = F_y^{(0)}, \quad \left(\frac{\partial^2 v}{\partial t^2} \right)^{(0)} = \left(\frac{\partial F_y}{\partial t} \right)^{(0)} - f F_x^{(0)}. \quad (10)$$

显然, 又可将 (5) ~ (10) 表示成如下统一的形式:

$$\mathcal{L}(X) = -H(x, y, t), \quad (11)$$

$$X(x, y, 0) = X^{(0)}(x, y), \quad (12)$$

$$\frac{\partial X}{\partial t}(x, y, 0) = X^{(1)}(x, y), \quad (13)$$

其中, X 代表 $\partial\varphi/\partial t$, $\partial u/\partial t$ 或 $\partial v/\partial t$; H 代表 (5) ~ (7) 中的右端项。

如同文献[7], 我们应用 Fourier 变换方法求解 (11) ~ (13)。先定义 $X(x, y, t)$ 的 Fourier 变换及其逆变换如下:

$$X_{mn}(t) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} X(x, y, t) e^{-i(mx+ny)} dx dy,$$

$$X(x, y, t) = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} X_{mn}(t) e^{i(mx+ny)} dm dn.$$

对 (11) ~ (13) 作 Fourier 变换, 得到

$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} X_{mn}(t) + \sigma_{mn}^2 X_{mn}(t) = H_{mn}(t), \quad (14)$$

$$X_{mn}(0) = X_{mn}^{(0)}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} X_{mn} = X_{mn}^{(1)}, \quad (16)$$

其中,

$$\sigma_{mn} = \sqrt{f^2 + c_0^2(m^2 + n^2)}.$$

应用常数变易法, 得到 (14) 的通解

$$X_{mn}(t) = k_1 e^{i\sigma_{mn}t} + k_2 e^{-i\sigma_{mn}t} + \int_0^t H_{mn}(t') \frac{\sin\sigma_{mn}(t-t')}{\sigma_{mn}} dt'.$$

再由初条件 (15) ~ (16) 定出 k_1 和 k_2 , 就得到 (14) ~ (16) 的解

$$X_{mn}(t) = X_{mn}^{(0)} \cos\sigma_{mn}t + X_{mn}^{(1)} \frac{\sin\sigma_{mn}t}{\sigma_{mn}} + \int_0^t H_{mn}(t') \frac{\sin\sigma_{mn}(t-t')}{\sigma_{mn}} dt'. \quad (17)$$

对 (17) 作 Fourier 逆变换, 就有

$$\begin{aligned} X(x, y, t) &= \left\{ \frac{1}{2\pi} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{-\infty}^{\infty} X_{mn}^{(0)} \frac{\sin\sigma_{mn}t}{\sigma_{mn}} e^{i(mx+ny)} dm dn \right\} \\ &\quad + \left\{ \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} X_{mn}^{(1)} \frac{\sin\sigma_{mn}t}{\sigma_{mn}} e^{i(mx+ny)} dm dn \right\} \\ &\quad + \left\{ \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} \left[\int_0^t H_{mn}(t') \frac{\sin\sigma_{mn}(t-t')}{\sigma_{mn}} dt' \right] e^{i(mx+ny)} dm dn \right\} \\ &= X_I + X_{II} + X_{III}. \end{aligned} \quad (18)$$

将

$$X_{mn}^{(0)} = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} X^{(0)}(x', y') e^{-i(mx'+ny')} dx' dy',$$

$$X_{mn}^{(1)} = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} X^{(1)}(x', y') e^{-i(mx'+ny')} dx' dy',$$

$$H_{mn}(t') = \frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} H(x', y', t') e^{-i(mx'+ny')} dx' dy'$$

代入 (18) 就得到 (11) ~ (13) 的解。再对得到的解进行简化, 例如 (18) 式右端的

第一项可化为

$$\begin{aligned} X_1 &= \frac{1}{4\pi^2} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{-\infty}^{\infty} X^{(0)}(x', y') \left\{ \iint_{-\infty}^{\infty} e^{i[m(x-x') + n(y-y')] \frac{\sin \sigma_{mn} t}{\sigma_{mn}}} dm dn \right\} dx' dy' \\ &= \frac{f}{2\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \iint_{r \leq c_0 t} X^{(0)}(x', y') G(r, t) dx' dy', \end{aligned} \quad (19)$$

其中,

$$G(r, t) = \frac{\cos \sqrt{(ft)^2 - (fr/c_0)^2}}{\sqrt{(ft)^2 - (fr/c_0)^2}}, \quad r^2 = (x - x')^2 + (y - y')^2. \quad (20)$$

在 (19) 式的推导中, 我们使用了下面的等式 (见文献[7]第 92 页):

$$\frac{1}{2\pi} \iint_{-\infty}^{\infty} e^{i[m(x-x') + n(y-y')] \frac{\sin \sigma_{mn} t}{\sigma_{mn}}} dm dn = \begin{cases} \frac{f}{c_0^2} \frac{\cos \sqrt{(ft)^2 - (fr/c_0)^2}}{\sqrt{(ft)^2 - (fr/c_0)^2}}, & (r < c_0 t) \\ 0, & (r > c_0 t) \end{cases}$$

而 X_{II} 和 X_{III} 亦有与 (19) 相似的表达, 代入 (18), 结果是

$$\begin{aligned} X(x, y, t) &= \frac{f}{2\pi c_0^2} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \iint_{r \leq c_0 t} X^{(0)}(x', y') G(r, t) dx' dy' \right. \\ &\quad + \iint_{r \leq c_0 t} X^{(1)}(x', y') G(r, t) dx' dy' \\ &\quad \left. + \iint_{r \leq c_0 t} \int_0^{t-(r/c_0)} H(x', y', t') G(r, t-t') dt' dx' dy' \right\}. \end{aligned} \quad (21)$$

引入函数

$$\tilde{K}_0(r, t) = \int_{r/c_0}^t G(r, \tau) f d\tau = \int_0^{\sqrt{(c_0 t/r)^2 - 1}} \frac{\cos\left(\frac{fr}{c_0} \lambda\right)}{\sqrt{\lambda^2 + 1}} d\lambda, \quad (22)$$

又可将 (21) 表示成

$$\begin{aligned} X(x, y, t) &= \frac{1}{2\pi c_0^2} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \iint_{r \leq c_0 t} X^{(0)}(x', y') G(r, t) f dx' dy' \right. \\ &\quad + \iint_{r \leq c_0 t} X^{(1)}(x', y') \tilde{K}_0(r, t) dx' dy' \\ &\quad \left. + \iint_{r \leq c_0 t} \int_0^{t-(r/c_0)} H(x', y', t') \tilde{K}_0(r, t-t') dt' dx' dy' \right\}. \end{aligned} \quad (23)$$

这样, $\partial \varphi / \partial t$, $\partial u / \partial t$ 和 $\partial v / \partial t$ 均可表示成 (23) 那样的形式, 再对 t 积分, 并进行分部积分运算, 最后就得到 (1) ~ (4) 的解:

$$\begin{aligned} \varphi(x, y, t) &= -\frac{f}{2\pi} \iint_{r \leq c_0 t} \int_0^{t-(r/c_0)} [\text{curl}_z \vec{F} \cdot \tilde{K}_0(r, t-t') \\ &\quad + \text{div} \vec{F} \cdot G(r, t-t')] dt' dx' dy', \end{aligned} \quad (24)$$

$$\begin{aligned}
 u(x, y, t) = & \frac{f}{2\pi c_0^2} \iint_{r \leq c_0 t} F_x^{(0)} \cdot G(r, t) dx' dy' \\
 & + \frac{1}{2\pi c_0^2} \iint_{r \leq c_0 t} \int_0^{t-(r/c_0)} \left[c_0^2 \frac{\partial}{\partial y'} (\text{curl}_z \vec{F}) \tilde{K}_0(r, t-t') \right. \\
 & \left. + \left(\frac{\partial F_x}{\partial t'} + f F_y \right) f \cdot G(r, t-t') \right] dt' dx' dy', \quad (25)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 v(x, y, t) = & \frac{f}{2\pi c_0^2} \iint_{r \leq c_0 t} F_y^{(0)} \cdot G(r, t) dx' dy' \\
 & - \frac{1}{2\pi c_0^2} \iint_{r \leq c_0 t} \int_0^{t-(r/c_0)} \left[c_0^2 \frac{\partial}{\partial x'} (\text{curl}_z \vec{F}) \tilde{K}_0(r, t-t') \right. \\
 & \left. + \left(\frac{\partial F_y}{\partial t'} - f F_x \right) f \cdot G(r, t-t') \right] dt' dx' dy'. \quad (26)
 \end{aligned}$$

以上我们得到了问题的解析解, 但如果按 (24) ~ (26) 进行数值积分, 其计算量比直接数值求解 (1) ~ (4) 还要大得多, (24) ~ (26) 的最大优点是便于进行物理机理分析。

从 (24) ~ (26) 式可见, 在解析解中由台风风应力旋度 ($\text{curl}_z \vec{F}$) 所决定的部分满足地转关系, 而由风应力及气压场的散度 ($\text{div} \vec{F}$) 等所决定的部分则表示地转偏差。对应于地转流部分的 Green 函数是 $\tilde{K}_0(r, t-t')$, 而对应于地转偏差部分的 Green 函数是 $G(r, t-t')$ 或 $G(r, t)$ 。这两种 Green 函数的图形如图 1 和图 2 所示。由图可见, 当 $r \rightarrow 0$ 时, $\tilde{K}_0(r, t) \rightarrow \infty$; 当 $t \rightarrow \infty$ 时, $\tilde{K}_0(r, t) \rightarrow K_0(fr/c_0)$, 这里 K_0 是第二类零阶 Bessel 函数。 $\tilde{K}_0(r, t)$ 围绕着平衡位置 $K_0(fr/c_0)$ 上下摆动, 但当 r 很小时, $\tilde{K}_0(r, t)$ 恒为正; 只当 r 较大时, 由于 $K_0(fr/c_0)$ 很小, $\tilde{K}_0(r, t)$ 才有可能为负, 不过振幅很小。这说明在任一点上, 其周围不远区域内的风应力旋度 $\text{curl}_z \vec{F}$ 的贡献是随时间和空间积累的, 地转流部分朝着比较确定的方向比较缓慢地变化。相反, 当 $r = c_0 t$ 时, 有 $G(r, t) \rightarrow \infty$, 即在零时刻在 $r = c_0 t$ 处有点源扰动, 波前正好在 t 时刻到达原点; 当 $t \rightarrow \infty$ 时, $G(r, t) \rightarrow 0$, $G(r, t)$ 围绕着零上下摆动, 周期约等于惯性振动周期 $2\pi/f_0$ 。这说明各点周围区

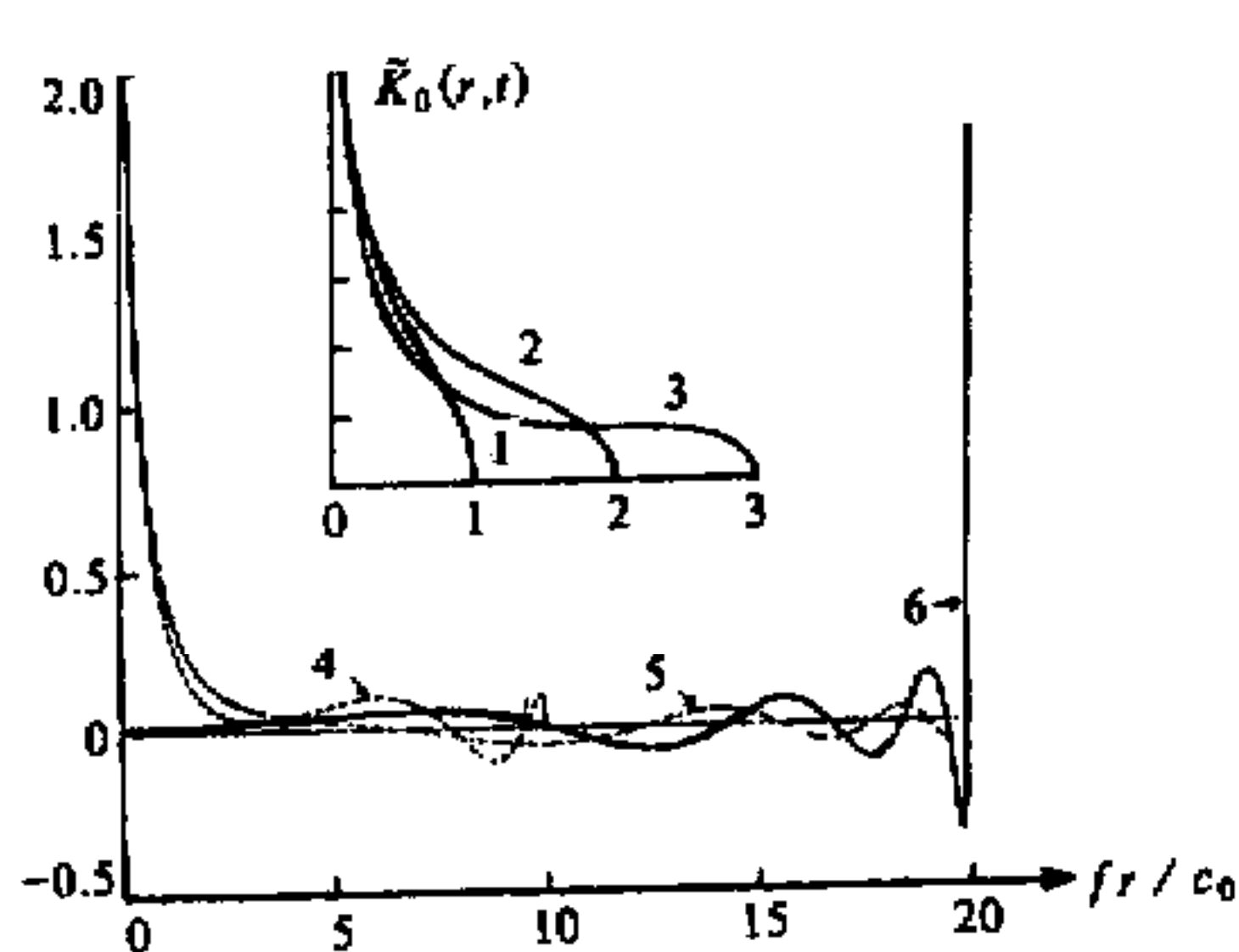


图 1 Green 函数的分布 (引自文献[7])

1: $fr=1$; 2: $fr=2$; 3: $fr=3$; 4: $\tilde{K}_0(r, t)$, $fr=10$; 5: $\tilde{K}_0(r, t)$, $fr=20$; 6: $G(r, t)$, $fr=20$

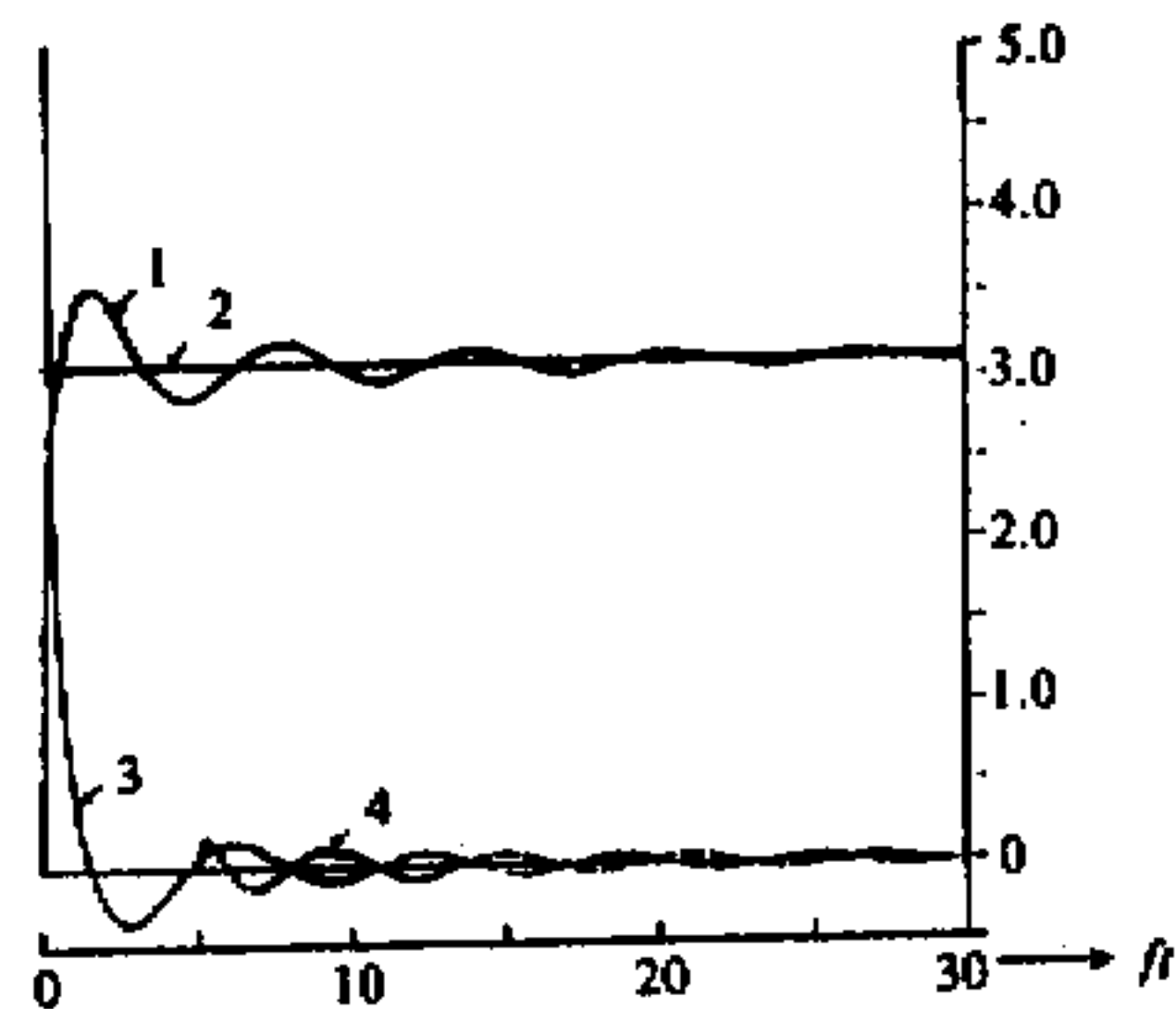


图 2 Green 函数随时间的变化 (引自文献[7])

1: $\tilde{K}_0(r, t)$; 2: $\tilde{K}_0(r, \infty)$; 3: $G(r, t)$, $fr/c_0=0.05$; 4: $\tilde{K}_0(r, t)$, $fr/c_0=5$

域 $\text{div} \vec{F}$, $(\partial F_x / \partial t' + f F_y)$ 和 $(\partial F_y / \partial t' - f F_x)$ 等的贡献在时间上是相互抵消的。故由此决定的地转偏差部分一般是沿时间振动着的, 而且周期短, 它正好具有重力惯性波的特点。

综上所述, 移行台风作用下的海洋运动是使流场和位势场沿着一定的方向变化, 且满足地转关系, 但同时又激发出环绕这基本方向的周期短的地转偏差。此外, 对于实际的台风, 在浅海区域一般有 $\text{div} \vec{F}$ 等的量级小于 $\text{curl}_z \vec{F}$ 的量级。所以, 地转偏差的振幅比由 $\text{curl}_z \vec{F}$ 决定的地转流部分要小。

3 数值模式积分结果

前面我们用解析的方法分析了开阔的有限深度海洋对台风响应的基本特征。解析方法的优点是: 得到的解不依赖于模式参数的特殊取值, 因而具有一般性。但它也有不利的一面, 即数学模型必须是相当简化的。此外, 当解的表达式很复杂时, 我们也难于通过分析来获得对问题的清晰和具体的理解。为了弥补上述之不足, 我们将借助于数值方法。

数值模式采用 IAP 浅水环流模式, 其控制方程即为 (1) ~ (3) 加上非线性项和底摩擦项。关于数值模式及开边界计算方法参见文献[2, 8~10]。台风强迫项的计算公式为

$$\vec{F} = \vec{\tau} + \frac{1}{\rho H} \nabla P, \quad (27)$$

其中, $\vec{\tau}$ 为风应力, P 为大气压力, ρ 为海水密度, $\vec{\tau}$ 和 P 的分布取为^[11~12]

$$\vec{\tau} = \begin{bmatrix} \tau_r \\ \tau_\theta \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\tau_{rm} \\ \tau_{\theta m} \end{bmatrix} \cdot \left(\frac{r}{R}\right)^2 e^{2(1-\frac{r}{R})}, \quad (28)$$

$$P = P_\infty - \Delta P \left(1 + 2\frac{r}{R}\right) e^{-2(r/R)}, \quad (29)$$

台风的尺度参数 R 及强度参数 ΔP , τ_{rm} 和 $\tau_{\theta m}$ 分别取为 50 km, 45 hPa, $1 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ 和 $3 \text{ N} \cdot \text{m}^{-2}$ 。计算区域取为 $1500 \text{ km} \times 3000 \text{ km}$ 的矩形区域, 平均水深 H 取为 100 m。台风中心以 20 km/h 的速度沿着计算区域的长轴从东向西移行。应该指出的是, 这里我们略去了由于台风的移动所造成的风场的弱非对称性^[13]。此外, 为了比较, 我们也直接对方程 (1) ~ (3) (即线性化和无摩擦问题) 用有限差分作数值计算, 并与用非线性方程的计算结果相比较, 结果是两者相差很小, 特别是没有本质的不同, 因此下面只给出非线性计算的结果。

为便于理解开阔的浅海对移行台风响应的结构, 分别考察台风的气压效应和风应力效应是有益的。首先我们计算了移行台风气压场下的海洋响应 (即在模式中略去风应力项)。结果表明 (图略), 台风低压造成的海面隆起犹如一个孤立波随台风一起移动; 此外, 由于气压变化而引起的海面高度的调整是一个快过程^[14], 当台风移动速度相对于重力波速很小时, 台风低压造成的海面抬升基本符合“静压效应”。移动的台风气压场产

生的流的大小可以直接从连续方程来作估计, 结果是

$$U \sim V_0 D / H,$$

其中, V_0 是台风移动速度, D 是潮位最大值, H 是水深。对应于模式中所取的参数, 可以算出 $U \sim 0.03 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$ 。可见移行台风气压场产生的流场是很弱的。

移行台风风应力场下的海洋响应与只有气压场的情况很不相同。根据文献[1]的分析, 定常的台风风应力场下的海面高度的分布特征是海面下降。显然, 移动的台风风应力场将产生一系列这样的海面下降, 从而导致台风路径向后伸展的槽形尾迹。图 3a 给出了台风自起始位置开始移行 90 h 后的海面起伏的分布。可以看出, 海洋响应主要集中在台风路径附近, 而且关于台风路径是不对称的 (尽管台风是在无界的平底海洋上沿直线移行)。在移行台风的右前侧以及尾迹的左侧存在着轻微的海面升高。图 3b 是相应时刻的流线图。流场特征主要是由台风中心附近的一个强气旋式环流以及台风路径两侧的几个弱反气旋环流所组成。对比图 3a 和图 3b, 我们还不难发现, 海面起伏等值线与流线方向基本上是重合的, 这说明移行台风风应力场下的海洋响应基本上满足地转关系, 与前面的理论分析相一致。

移行台风下的海洋响应是台风气压场和风应力场共同作用的结果。图 4 是台风 (包括气压场和风应力场) 自起始位置开始移行 90 h 后海面起伏的分布 (等值线间隔 0.05 m, 从而舍弃了小振幅的特征)。不难理解, 台风中心小的海面隆起主要是由台风的气压场所造成的; 而在台风后面拖下的一个长达几百公里的尾迹, 则是由台风的风应

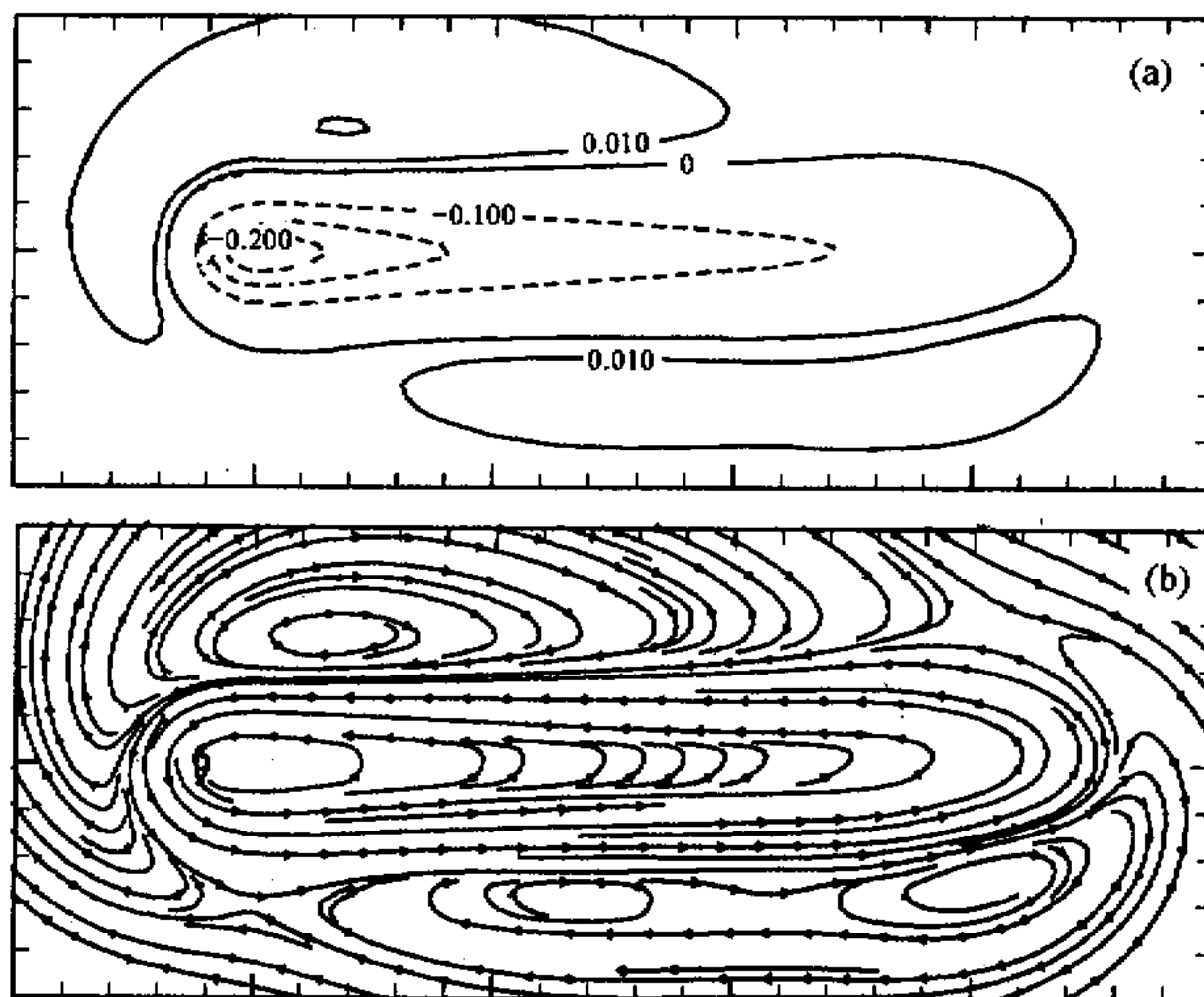


图 3 移行台风风应力场作用下的海洋响应

(a) 海面起伏 (正值等值线间隔 0.01 m, 负值等值线间隔 0.1 m); (b) 流线图

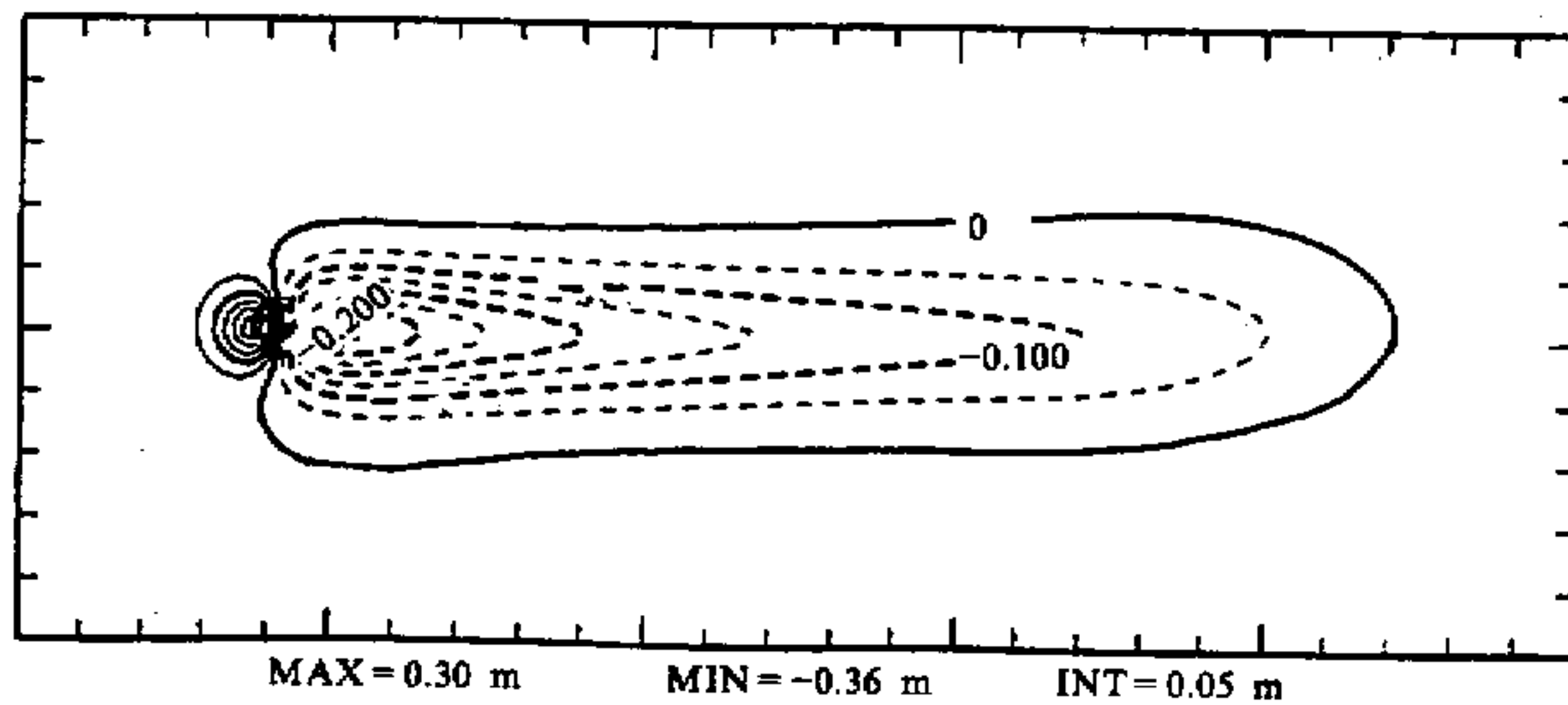


图4 移行台风(包括气压和风应力作用)下海面起伏的分布
等值线间隔 0.05 m

力场所致。此外,台风的风应力场产生的流比气压场产生的流要大得多,因而台风下的海流基本上是被台风的风应力场所控制。

4 台风强度或移速突变引起的长波的传播

上一节讨论的是台风强度不变且移速均匀的情况。但在实际情况下,台风在洋面上生成后,其强度和移速并不是一成不变的,而是处于不断的变化之中。当台风的强度或移速发生变化时,台风下的海洋响应也必然要作相应的调整。由前面的理论分析我们已知,调整过程包含两类运动:一类是由风应力旋度所决定的地转运动;另一类是由方程(5)~(7)右端项的第二部分所激发的重力惯性波动。

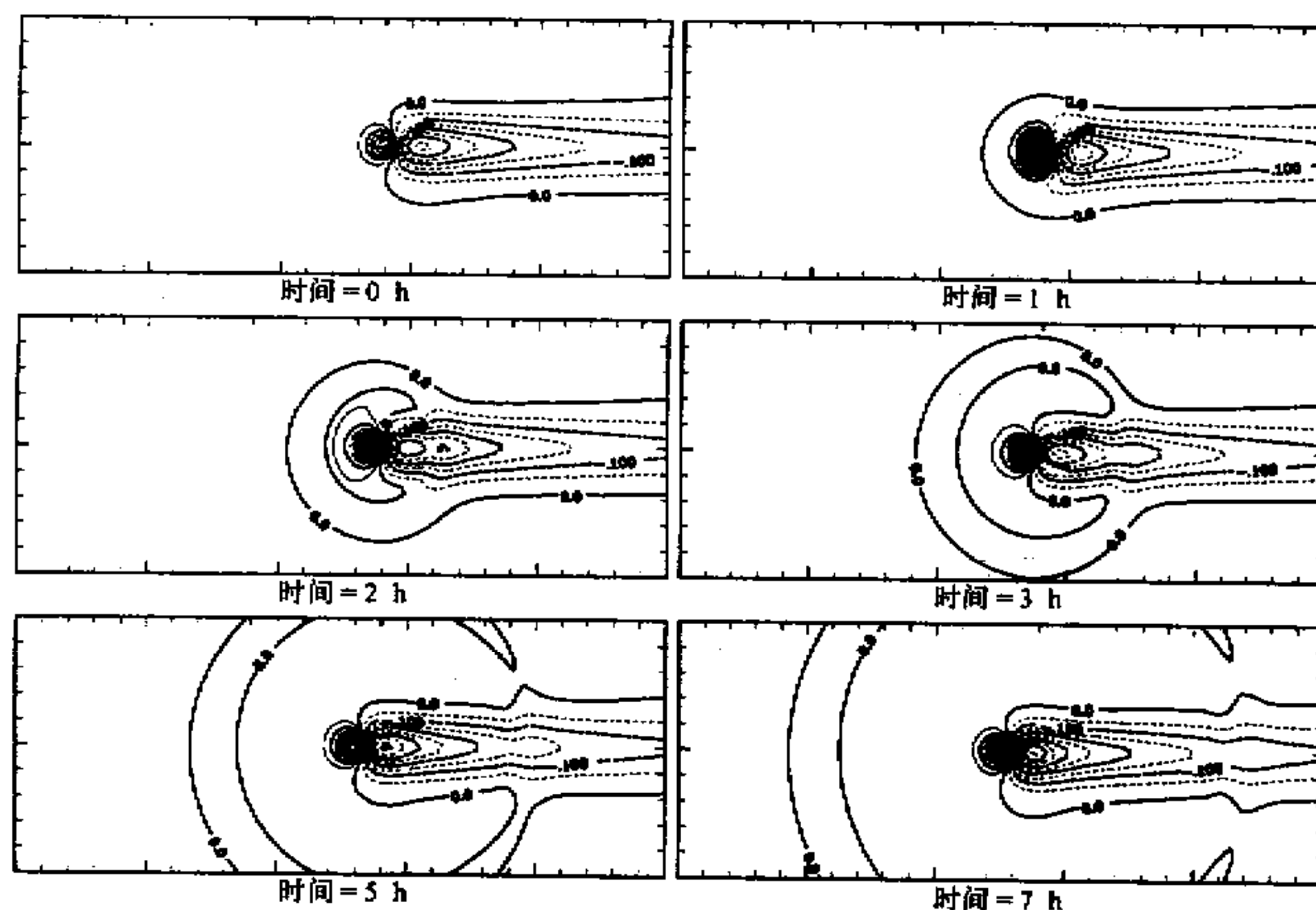


图5 台风在移行过程中强度(在时间=0时刻)突然增加50%引起的长波的传播

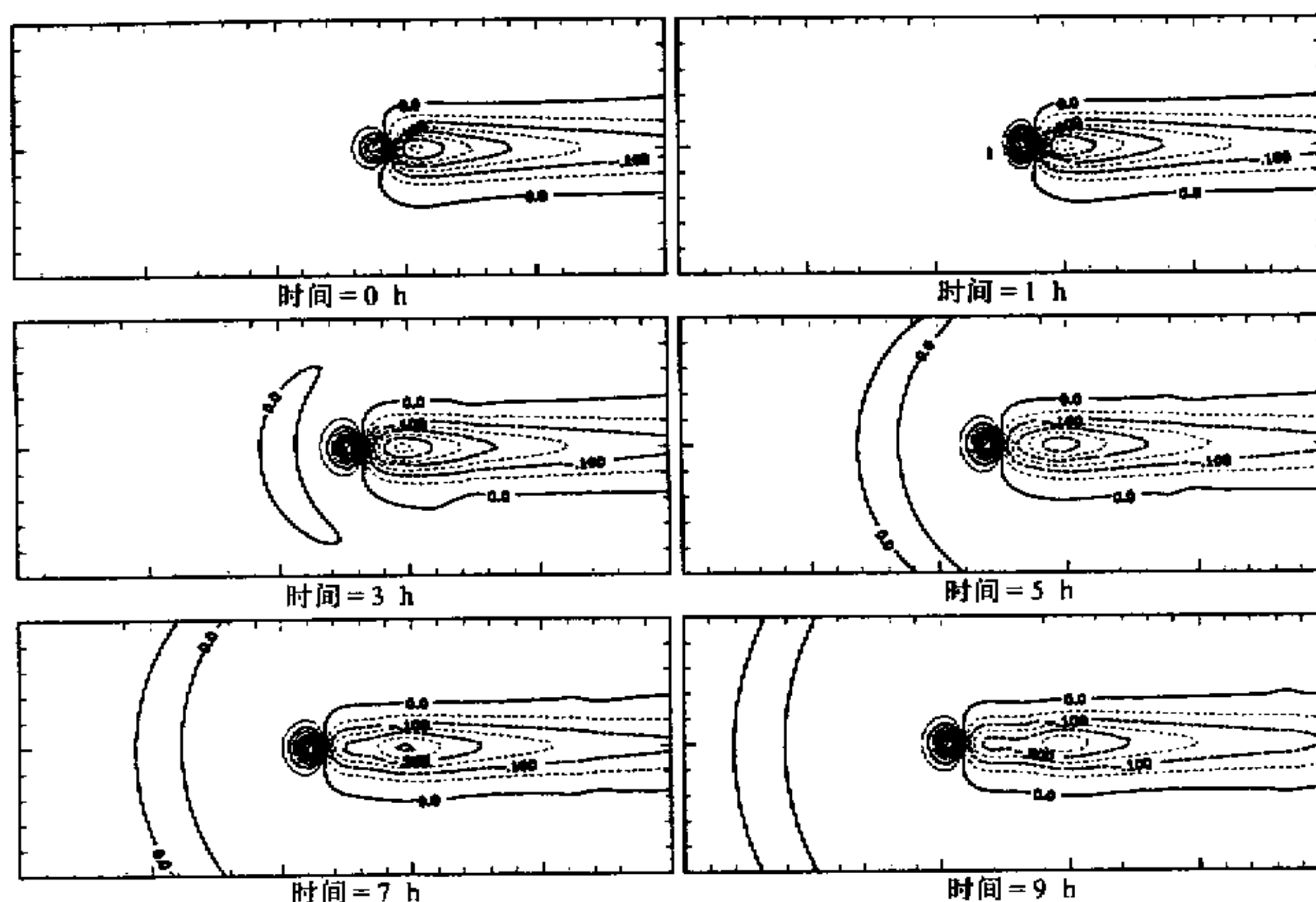


图6 台风移速(在时间=0时刻)突然加倍引起的长波的传播

下面是数值试验结果。图5是台风在移行过程中强度突然增加50%而移速不变的情况。图6是移速突然加倍而强度不变的情况。可以看到,海面高度对气压的变化最先作出反应,而对风应力变化的调整则相对缓慢一些。激发出的重力惯性波以台风为中心向四周传播开来,其波长比水深大得多,并可算出其波速大致为重力长波的波速 $\sqrt{gH}$ 。从图中还可看到,这种自由长波的振幅很小,而且在传播途中,由于摩擦损耗,将逐渐衰减。由此可知,这种自由长波对于岸边风暴潮的形成不会有太大的影响,但可以部分解释在台风到来之前岸边常常出现“先兆波”的观测事实^[15]。此外,从图5和图6中还可看到,自由波的振幅相对于传播中心是不对称的,即在移行台风的前方振幅最大。

参 考 文 献

- 1 郭冬建、曾庆存、季仲贞, 1992, 一个风暴潮数值计算模式及其开边界问题, 大气科学, 16(2), 193~204.
- 2 Martinsen, E. A. et al., 1979, A numerical model for long barotropic waves and storm surges along the western coast of Norway, *J. Phys. Oceanogr.*, 9, 1126~1138.
- 3 陈长胜、秦曾灏, 1985, 江浙沿岸台风潮的动力分析, 海洋学报, 7(3), 265~275.
- 4 刘凤树, 1980, 平行海岸移行台风引起的风暴潮波, 海洋科学, 第1期, 38~45.
- 5 刘凤树, 1981, 垂直海岸移行低气压所引起的强制波, 山东海洋学院学报, 11(3), 14~23.
- 6 刘凤树、孙文心, 1984, 近岸海区台风潮波的研究, 海洋与湖沼, 15(5), 419~428.
- 7 曾庆存, 1979, 数值天气预报的数学物理基础, 第一卷, 北京: 科学出版社.
- 8 曾庆存、季仲贞、李荣凤, 1985, 一个近岸海流数值计算模式及其检验, 南海石油开发环境国际研讨会论文集, 广州, 15~21.
- 9 曾庆存、季仲贞、李荣凤, 1988, 发展方程差分格式的构造与近岸海流数值模拟, 大气科学, 特刊, 166~175.

- 10 Guo Dongjian and Zeng Qingcun, 1995, Open boundary conditions for a numerical shelf sea model, *J. Comput. Phys.*, **116**, 97~102.
- 11 Longuet-Higgins, M. S., 1965, The response of a stratified ocean to stationary or moving wind-systems, *Deep-Sea Res.*, **12**, 923~973.
- 12 Geisler, J. E., 1970, Linear theory of the response of a two layer ocean to a moving hurricane, *Geophys. Fluid Dyn.*, **1**, 249~272.
- 13 王喜年, 1986, 风暴潮数值模式计算中气压场和风场的处理, *海洋预报*, **3**(4), 56~64.
- 14 Lappo, S. S. et al., 1989, Storm surges and the role of atmospheric pressure in their formation, *Proc. Intern. Symp. Storm Surge*, Beijing, 105~127.
- 15 冯上策, 1982, 风暴潮导论, 北京: 科学出版社.

Analysis of Surges, Currents and Waves Induced by a Traveling Storm in Idealized Oceans I. An Open Ocean Case

Guo Dongjian and Zeng Qingcun

(Institute of Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080)

Abstract The response of an idealized open ocean to a traveling storm is investigated by using theoretical and numerical methods. The results show that the motion induced by a traveling storm in an open shallow ocean is dominated by geostrophic currents. At the same time, small amplitude inertia-gravitational waves are also produced. The inertia-gravitational waves are triggered by rapid changes in the intensity or moving velocity of the storm, the wave speed is usually larger than the moving velocity of the storm. The pressure field of the storm causes ascent of the sea level weak. The descent of the sea level caused by the cyclonic wind of the storm can maintain for a long time, thus producing a long trail after the storm. The total effect of the wind and pressure fields give rise to ascent of the sea level just ahead of the storm and descent behind the storm.

Key words storm surge geostrophic current inertia-gravitational wave portent wave