

南黄海和东海层化陆架区的强制波*

刘凤树

(中国科学院海洋研究所, 青岛)

提要 本文从理论上探讨了夏季南黄海和东海层化陆架区, 在台风作用下强制界面波的基本特性。研究表明, 上层强制波受内界面波的影响甚微, 具有与正压海强制波同样特性, 它导致了一个随台风移行的孤立波, 同时派生一个逆向传播的陆架波系。在台风域内跃层下陷导致内界面波时空不连续, 形成一个“零波域”随台风移行, 但仍有一个内陆架波逆向传播。其振幅随跃层下层水深的增加而增大, 下层水深随风速的增大而减小。上层波振幅小于下层内波振幅。

夏季, 是南东海和黄海陆架海域海水层化的显著期, 表层水温在 26—28°C 之间。温跃层深度随水深增加而增加, 在陆架边缘处可达 30 m, 其分布趋势与海岸线走向大致平行^[4] (见图 1)。在风暴作用下, 由于湍流的发展, 海层的上混合层发生强烈的变化。在垂直方向上, 海水得到充分地混合, 从而在 Ekman 摩擦深度内, 跃层趋于消失。由此可见, 在夏季, 南黄海和东海海域在台风作用下, 其内界面波无疑将受到破坏。虽然这是短暂的现象, 但是一个非常重要且尚未触及的新课题。

近几年来, 有些学者^[5, 6]已对层化海强制波作了研究。但这些模式没有考虑风对上混合层深度的影响, 而是假设定常分层。实际上, 在风暴作用下, 上混合层不断得到发展, 其中起着关键作用的就是湍流引起的挟带过程。这种过程使上混合层不断侵蚀下面的非湍流区。许多学者对此作了实验, 其中 Kantha-phillips^[6] 给出混合层深度与风有关的一种方便尺度: $d = 1.1 W_* / f^{2/3} N^{1/3}$, Pollard 等^[7]在取 Richardson 数为常数的假定下, 给出混合层尺度为: $d = W_* / f^{1/2} N^{3/4}$ (W_* 为风速; f 为科氏参量; N 为 Brunt väisälä 频率)。这两个公式虽有差别, 但本质是一致的, 都是与风速成正比, 与科氏力和 Brunt väisälä 频率成反比。这表明, 上混合层深度不能视为常数, 而是与风速直接有关的时空函数。因此可以认为, 用定常分层假设的结果, 仅对上层表面波有其意义, 而对其它各层的波动失去其真实性。

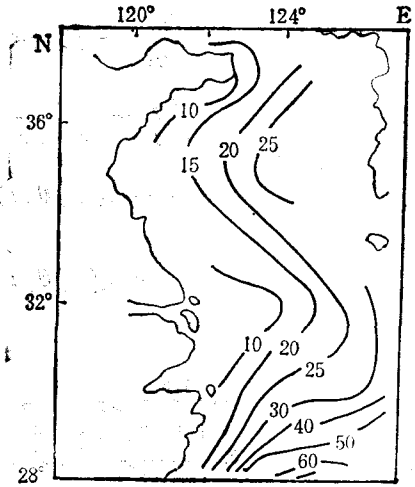


图 1 黄海和东海温跃层深度的分布
Fig. 1 Distribution of thermocline depth in the Huanghai Sea and East China Sea

* 中国科学院海洋研究所调查研究报告第 1516 号。本文研究是国家自然科学基金资助项目。
收稿日期: 1987 年 7 月 31 日。

如果要模拟风暴作用下实际海况的跃层变异是困难的,因为根据目前观测手段尚难获取一个风暴过程中温、盐垂直结构的时空变化资料,因此,这里仅从理论上初步探讨风暴潮层化陆架海强制波的基本特性。

一、模式的建立

假定模型化了的南黄海和东海陆架区呈扇形(见图2)。在强层化的情况下,形成密度不同的两层水体。在柱坐标系中,上层和下层的运动方程和连续方程为:

上层

$$\frac{\partial U_1}{\partial t} - fV_1 = -gh_1 \frac{\partial \zeta_1}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \tau_r \quad (1)$$

$$\frac{\partial V_1}{\partial t} + fU_1 = -gh_1 \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta_1}{\partial \theta} + \frac{1}{\rho} \tau_\theta \quad (2)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\zeta_1 - \zeta_2) + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rU_1) + \frac{\partial V_1}{\partial \theta} \right] = 0 \quad (3)$$

下层

$$\frac{\partial U_2}{\partial t} - fV_2 = -gh_2(1-\delta) \frac{\partial \zeta_1}{\partial r} - gh_2\delta \frac{\partial \zeta_2}{\partial r} \quad (4)$$

$$\frac{\partial V_2}{\partial t} + fU_2 = -gh_2(1-\delta) \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta_1}{\partial \theta} - gh_2\delta \frac{1}{r} \frac{\partial \zeta_2}{\partial \theta} \quad (5)$$

$$\frac{\partial \zeta_2}{\partial t} + \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (rU_2) + \frac{\partial V_2}{\partial \theta} \right] = 0 \quad (6)$$

$$\left. \begin{aligned} h_1 &= d_1(r, \theta, t) \frac{(r-L)}{l} \\ h_2 &= d_2(r, \theta, t) \frac{(r-L)}{l} \end{aligned} \right\} (L \leq r \leq L+l) \quad (7)$$

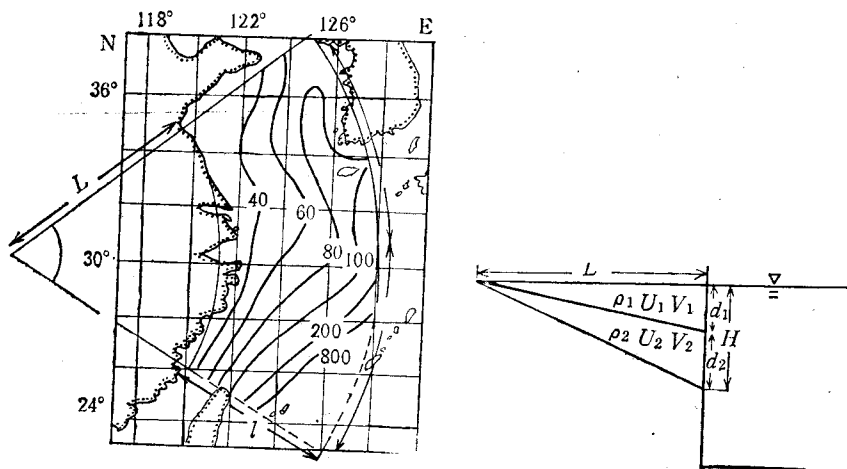


图2 理想海域

Fig. 2 Idealized region

由于水深是风速 W_* 的函数, 则在风暴作用下, 上层水深 (h_1) 向下扩展, 而下层水深 (h_2) 相应减少。因此, 取陆架边缘上层和下层水深表达式为:

$$\left. \begin{aligned} d_1(r, \theta, t) &= H_1 + \mu W_*(r, \theta, t) \\ d_2(r, \theta, t) &= H_2 - \mu W_*(r, \theta, t) \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

$$\delta = \frac{\rho_2 - \rho_1}{\rho_2} = \text{常数} \quad (9)$$

这里, U_1, U_2, V_1, V_2 分别为上层和下层向径和极轴上流速; ζ_1 和 ζ_2 分别为上层和下层波高; ρ_1 和 ρ_2 分别为上层和下层密度; ρ 为平均密度; τ_r, τ_θ 为风应力; f 为科氏参数; g 为重力加速度; L 为从坐标原点至海岸的距离; l 为陆架宽度; μ 为缩放系数。

从方程(1)至(3)我们可以获得上层流体波高方程为:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) (\zeta_1 - \zeta_2) - \frac{g}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(r h_1 \frac{\partial \zeta_1}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h_1 \frac{\partial \zeta_1}{\partial \theta} \right) \right\} \\ & - \frac{gf}{r} \left\{ \frac{\partial h_1}{\partial r} \frac{\partial \zeta_1}{\partial \theta} - \frac{\partial h_1}{\partial \theta} \frac{\partial \zeta_1}{\partial r} \right\} \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \tau_r) + \frac{\partial \tau_\theta}{\partial \theta} \right] \\ & + \frac{f}{\rho} \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \tau_\theta) - \frac{\partial \tau_r}{\partial \theta} \right] = 0 \end{aligned} \quad (10)$$

由于 $\delta \sim 10^{-3}$, 为简单计, 消去含有 δ 项。这样下层流体波高方程为:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \zeta_2 - \frac{g}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left(r h_2 \frac{\partial \zeta_2}{\partial r} \right) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left(h_2 \frac{\partial \zeta_2}{\partial \theta} \right) \right\} \\ & - \frac{gf}{r} \left\{ \frac{\partial h_2}{\partial r} \frac{\partial \zeta_2}{\partial \theta} - \frac{\partial h_2}{\partial \theta} \frac{\partial \zeta_2}{\partial r} \right\} = 0 \end{aligned} \quad (11)$$

由(10)和(11)消除 ζ_2 , 给出上层波高方程为:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + f^2 \right) \zeta_1 - \frac{g}{r} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \frac{\partial}{\partial r} \left[r (h_1 + h_2) \frac{\partial \zeta_1}{\partial r} \right] \right. \\ & \left. + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \left[(h_1 + h_2) \frac{\partial \zeta_1}{\partial \theta} \right] \right\} \\ & - \frac{gf}{r} \left[\frac{\partial (h_1 + h_2)}{\partial r} \frac{\partial \zeta_1}{\partial \theta} - \frac{\partial (h_1 + h_2)}{\partial \theta} \frac{\partial \zeta_1}{\partial r} \right] \\ & + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial t} \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \tau_r) + \frac{\partial \tau_\theta}{\partial \theta} \right] \\ & + \frac{f}{\rho} \frac{1}{r} \left[\frac{\partial}{\partial r} (r \tau_\theta) - \frac{\partial \tau_r}{\partial \theta} \right] = 0 \end{aligned} \quad (12)$$

$$h_1 + h_2 = (d_1 + d_2) \frac{r-L}{l} = H_0 \frac{r-L}{l}$$

假定运动是充分低频的, 则可略去惯性项的二阶导数项 $\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} \ll f \right)$ 。同时假定:

$$\frac{l}{L} = \varepsilon < 1 \quad (13)$$

令

$$\frac{r-L}{l} = \xi^2 \quad (14)$$

取小参数法求解:

$$\zeta_1 = \eta_0 + \varepsilon\eta_1 + \varepsilon^2\eta_2 + \dots \quad (15)$$

$$\zeta_2 = \phi_0 + \varepsilon\phi_1 + \varepsilon^2\phi_2 + \dots \quad (16)$$

则获得上层和下层零阶波高方程为:

上层

$$\begin{aligned} f^2 \frac{\partial \eta_0}{\partial t} - \frac{gH_0}{4l^2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial^2 \eta_0}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \eta_0}{\partial \xi} \right) - \frac{gH_0 f}{lL} \frac{\partial \eta_0}{\partial \theta} \\ + \frac{1}{\rho L} \left\{ \frac{\partial}{\partial t} \left[\tau_r + \frac{1}{2l} \frac{1}{\xi} \frac{\partial \tau_r}{\partial \xi} + \frac{\partial \tau_\theta}{\partial \theta} \right] \right. \\ \left. + f \left[\tau_\theta + \frac{L}{2l} \frac{1}{\xi} \frac{\partial \tau_\theta}{\partial \xi} - \frac{\partial \tau_r}{\partial \theta} \right] \right\} = 0 \end{aligned} \quad (17)$$

下层

$$\begin{aligned} f^2 \frac{\partial \phi_2}{\partial t} - \frac{g}{4l^2} \frac{\partial}{\partial t} \left[d_2 \left(\frac{\partial^2 \eta_0}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \eta_0}{\partial \xi} \right) + \frac{\partial d_2}{\partial \xi} \frac{\partial \eta_0}{\partial \xi} \right] \\ - \frac{gf}{2lL} \frac{1}{\xi} \left[\frac{\partial h_2}{\partial \xi} \frac{\partial \eta_0}{\partial \theta} - \frac{\partial h_2}{\partial \theta} \frac{\partial \eta_0}{\partial \xi} \right] = 0 \end{aligned} \quad (18)$$

方程(17),(18)满足初、边条件:

$$(\eta_0, \phi_0)|_{t=0} = 0 \quad (19)$$

$$(\eta_0, \phi_0)|_{\xi=0} < \infty \quad (20)$$

$$(\eta_0, \phi_0)|_{\xi=1} = 0 \quad (21)$$

$$\frac{\partial \eta_0}{\partial \theta} \Big|_{\theta=\theta_1} = \frac{(l\xi^2 + L)}{\rho g H_0} \tau_\theta \Big|_{\theta=\theta_1} \quad (22)$$

根据初、边条件,方程式(17)可用 Laplace 和 Hankel 有限变换:

$$\tilde{\eta}_0 = \int_0^\infty e^{-st} dt \int_0^1 \xi \eta_0 J_0(\sigma_n \xi) d\xi \quad (23)$$

$$(\tilde{\tau}_r, \tilde{\tau}_\theta) = \int_0^\infty e^{-st} dt \int_0^1 \xi (\tau_r, \tau_\theta) J_0(\sigma_n \xi) d\xi \quad (24)$$

$$\eta_0 = 2 \sum_{n=1}^\infty \tilde{\eta}_0 \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} \quad (25)$$

其根是零阶贝塞尔函数,在 $\xi = 1$ 处为零

$$J_0(\sigma_n) = 0 \quad (26)$$

假定一台风以速度 V 沿海岸移行,其风场分布形式为:

$$\begin{aligned} \tau_r &= -\tau_0 \exp \left\{ -\alpha_0 \left(t - \frac{L\theta}{V} \right)^2 - \alpha_1 (r - r_0)^2 \right\} \\ &= -\tau_2(r) f_0 \left(t - \frac{L\theta}{V} \right) \end{aligned} \quad (27)$$

$$\tau_\theta = \tau_{0\theta} \exp \left\{ -\alpha_0 \left(t - \frac{L\theta}{V} \right)^2 - \alpha_1 (r - r_0)^2 \right\}$$

$$= \tau_1(r) f_0 \left(t - \frac{L\theta}{V} \right) \quad (28)$$

$$\begin{aligned} W_* &= W_0 \exp \left\{ -\alpha_0 \left(t - \frac{L\theta}{V} \right)^2 - \alpha_1 (r - r_0)^2 \right\} \\ &= W_0(r) f_0 \left(t - \frac{L\theta}{V} \right) \end{aligned} \quad (29)$$

将(23)和(24)代入方程(17)中, 可以获得一阶非齐次常微分方程:

$$\begin{aligned} \frac{d\tilde{\eta}_0}{d\theta} - K_s \tilde{\eta}_0 &= \frac{l}{\rho g H_0 f} \left\{ f \left(\tilde{\tau}_\theta + \frac{L}{2l\xi} \frac{\partial \tilde{\tau}_\theta}{\partial \xi} \right) - S^2 \frac{L}{V} \tilde{\tau}_\theta \right. \\ &\quad \left. + S \left(\tilde{\tau}_r + \frac{L}{2l\xi} \frac{\partial \tilde{\tau}_r}{\partial \xi} \right) + \frac{fL}{V} \tilde{\tau}_r \right\} \end{aligned} \quad (30)$$

$$K = \frac{L\sigma_n^2}{4fl} \left(1 + \frac{4fl^2}{gH_0\sigma_n^2} \right)$$

根据边界条件(22)求方程(30), 并进行 Laplace 反变换, 得:

上层波高

$$\eta_0 = 2 \sum_{n=1}^{\infty} \tilde{\eta}_0 \frac{J_0(\eta_n \xi)}{J_1(\sigma_n)} \quad (31)$$

$$\begin{aligned} \tilde{\eta}_0 &= \frac{\tilde{\tau}'_{11}}{\rho g H_0 K} \int_0^t F_1(\theta, t) dt \\ &\quad + \frac{l}{\rho g H_0 f \left(K + \frac{L}{V} \right)} \left\{ f(\tilde{\tau}_1 - \alpha_1 L \tilde{\tau}_{11}) \int_0^t \left[F_2(\theta, t) + \frac{L}{KV} F_1(\theta, t) \right] dt \right. \\ &\quad + \left[\left(1 + \frac{Lf}{V} \right) \tilde{\tau}_2 - \alpha_1 L \tilde{\tau}_{22} \right] \left[F_2(\theta, t) + \frac{L}{KV} F_1(\theta, t) \right] \\ &\quad - \frac{2\alpha_0 L}{V} \tilde{\tau}_1 \left[\left(t - \frac{L\theta}{V} \right) F_2(\theta, t) \right. \\ &\quad \left. + \frac{L}{KV} \left(t + K\theta - K\theta, -\frac{L}{V} \theta_1 \right) F_1(\theta, t) \right] \right\} \end{aligned} \quad (32)$$

其中,

$$\begin{aligned} \tilde{\tau}'_{11} &= \tau_{0\theta} \int_0^1 \xi (l\xi^2 + L) e^{-\alpha_1(l\xi^2 + L - r_0)^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi; \\ \tilde{\tau}_1 &= \tau_{0\theta} \int_0^1 \xi e^{-\alpha_1(l\xi^2 + L - r_0)^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi; \\ \tilde{\tau}_{11} &= \tau_{0\theta} \int_0^1 \xi (l\xi^2 + L - r_0) e^{-\alpha_1(l\xi^2 + L - r_0)^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi; \\ \tilde{\tau}_2 &= \tau_{0r} \int_0^1 \xi e^{-\alpha_1(l\xi^2 + L - r_0)^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi; \\ \tilde{\tau}_{22} &= \tau_{0r} \int_0^1 \xi (l\xi^2 + L - r_0) e^{-\alpha_1(l\xi^2 + L - r_0)^2} J_0(\sigma_n \xi) d\xi; \\ F_1(\theta, t) &= e^{-\alpha_0 \left[t + K\theta - \left(K + \frac{L}{V} \right) \theta_1 \right]^2} \end{aligned}$$

$$F_2(\theta, t) = e^{-\alpha_0(t - \frac{L\theta}{V})^2}$$

下层波高

$$\begin{aligned} \phi_0 = & \frac{g}{2f^2l^2} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{\bar{\eta}_0}{J_1^2(\sigma_n)} \left\{ d_2 \sigma_n^2 J_0(\sigma_n \xi) + \mu \frac{\partial W_*}{\partial \xi} \sigma_n J_1(\sigma_n \xi) \right\} \\ & + \frac{g}{fL} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{J_1^2(\sigma_n)} \int_0^t \left[\left(2d_2 - \xi \mu \frac{\partial W_*}{\partial \xi} \right) \frac{\partial \bar{\eta}_0}{\partial \theta} J_0(\sigma_n \xi) \right. \\ & \left. + \xi \mu \frac{\partial W_*}{\partial \theta} \bar{\eta}_0 \sigma_n J_1(\sigma_n \xi) \right] dt \end{aligned} \quad (33)$$

二、结果讨论

公式 (32) 表明,上层有两个移行波:一是随台风移行的强制波,另一是派生的逆向而行的低频强制波。其基本传播速度 $C_0 \approx fl$, 这是陆架波速。因此逆向波的性质是陆架波系。可以看出,上层波高不受下层内界面波的影响,而与正压陆架海域的强制波具有同样的性质^[1,2]。当然这是由于忽略了 δ 的效应,但可以预见,即使考虑 δ 效应,其作用也是微不足道的。

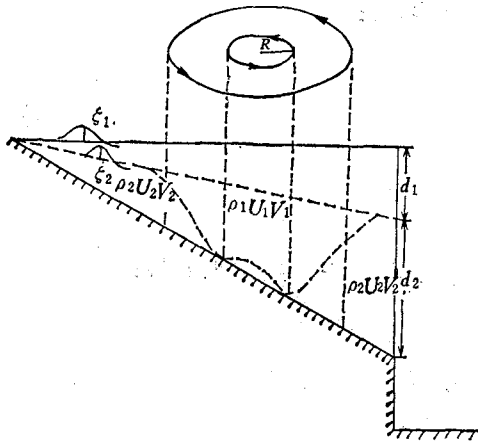


图3 台风引起温跃层空间变化(理想)

Fig. 3 Space variation of thermocline depth caused by typhoon (Idealized)

公式 (33) 揭示出过去从未得到的一些新的物理现象,即内界面波不仅受到上层波高的影响,且也随着下层水深 d_2 而变化。风速愈大, d_2 愈小,内界面波也随着减小; d_2 趋近于零,内界面波消失。这就意味着,在强风作用下,海水垂直湍流充分发展,跃层消失。从这一涵义上来讲,如果陆架的宽度大于或等于台风中心最大风速半径尺度,那末在台风最大风速半径处跃层将出现间断(见图3)。

台风域内部是一个由于跃层下陷而呈半椭圆状(或碗状)的密度均匀的水体,从而导致了内界面波空间不连续。为获得清楚的物理概念,假定一个不移动的台风存在于考察的海区上空,那末,在某特定点上的风速仅是时间 t 的函数。因此,下层波高近似地蜕化为如下的表达式:

$$\phi_0 = \frac{g}{2f^2l^2} \sum_{n=1}^{\infty} d_2 \sigma_n^2 \bar{\eta}_0 \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} + \frac{2g}{fL} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{J_0(\sigma_n \xi)}{J_1^2(\sigma_n)} \int_0^t d_2 \frac{\partial \bar{\eta}_0}{\partial \theta} dt \quad (34)$$

上式清楚地揭示了水深 $d_2 = H_2 - \mu W_*$ 对下层波高的贡献。但尚待解决的问题是上混合层水深与风速的关系应如何确定才能满足实际要求。这是目前海洋学的一个难题。由 Pollard 等所给出的公式进行计算:取 $f = 10^{-4} s^{-1}$, $N = 10^{-2} \sim 10^{-3} s^{-1}$ 那末上混合层水深 $d \approx W_* \times 10^3 \sim W_* \times 10^4 m$ 。这就是说,只要有 $W_* = 1 m s^{-1}$ 的风速,就有 $d \approx 10^3 \sim 10^4 m$ 的混合层水深。由此推知,陆架上将不会存在跃层现象。如果这里借用 Ekman

所给出的垂直湍流所涉及的深度 $D(m)$

$$D = \frac{7.6W_*}{\sqrt{\sin \phi}} \quad (35)$$

作为上混合层深度与风速相关的一个公式,则

$$d_2 = H_2 - \mu W_* = H_2 - \beta \frac{7.6W_*}{\sqrt{\sin \phi}} \quad (36)$$

例如,在北半球($f > 0$),一个台风移至中纬度($\phi = 30^\circ N$),取 $\beta = 1$,那末由公式(36)可以计算出台风域横断面上 d_2 的变化(见表1)。它的变化不仅反映了跃层深度的变化,也反映了内界面波在台风域内的变化情况。

表1 风速与下层水深的关系

Tab. 1 Relation between the wind speed and depth of lower layer water

$W_*(ms^{-1})$	1	2	5	10	20	10	5	2
$d_2(m)$	155	140	94	18	134	18	94	140

如果将上、下两层波高进行对比,则

$$\frac{\phi_0}{\eta_0} \approx \frac{g d_2 \sigma_1^2}{4f^2 l^2} \quad (37)$$

当取 d_2 为常数时, $d_2 = 170m$; $\sigma_1 = 2.4$; $l = 4 \times 10^5 m$; $f = 10^4 s^{-1}$; $g = 10 ms^{-2}$ 。

$$\frac{\phi_0}{\eta_0} = 1.53$$

这表明,下层波高比上层波高大一倍半。但如果 d_2 是一变量,它将随风速的增加而减小,

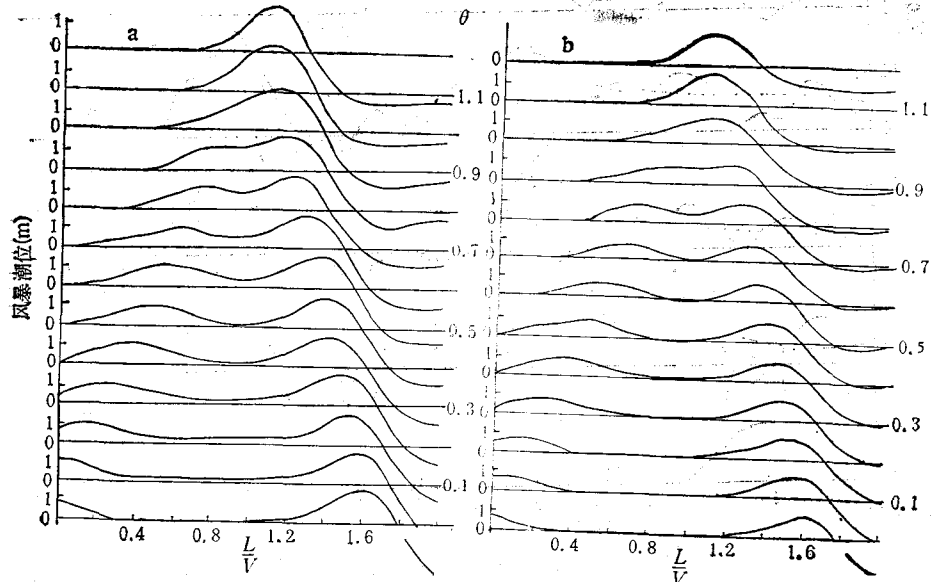


图4 在理想风暴作用下沿岸强制波理论曲线(上层)

Fig. 4 The theoretical curves of forced waves (upper layer) along the coast for the idealized storm

无疑其比值也将随之减小。

为了给出在移行台风作用下的上层和下层各波高时空变化的具体图案, 现取各参数值为: $\alpha_0 = 10^{-9} s^{-2}$, $\alpha_1 = 10^{-11} m^{-2}$, $l = 4 \times 10^5 m$, $L = 9 \times 10^3 m$, $r_0 = L$, $\rho_a = 1.3 kg/m^3$, $P = 10^3 kg/m^3$, $\tau_{0r} = \tau_{0\theta} = 4940 \times 10^{-3} kg/ms^2$, $V = 7 ms^{-1}$, $H_0 = 200 m$, $g = 9.81 ms^{-2}$, $\sigma_1 = 2.4048$, $\sigma_2 = 5.5201$, $\sigma_3 = 8.6537$, $W_* = 38 m/s$, $\tau = \frac{L}{V}$ 。计算结果表明, 台风引起的上层强制波, 随着台风由南向北移行, 其性质是由台风直接引起的强制孤立波^[3]。当台风穿过海区顶部, 强制振幅增大, 无疑这是由于海岸效应, 水体堆积能量

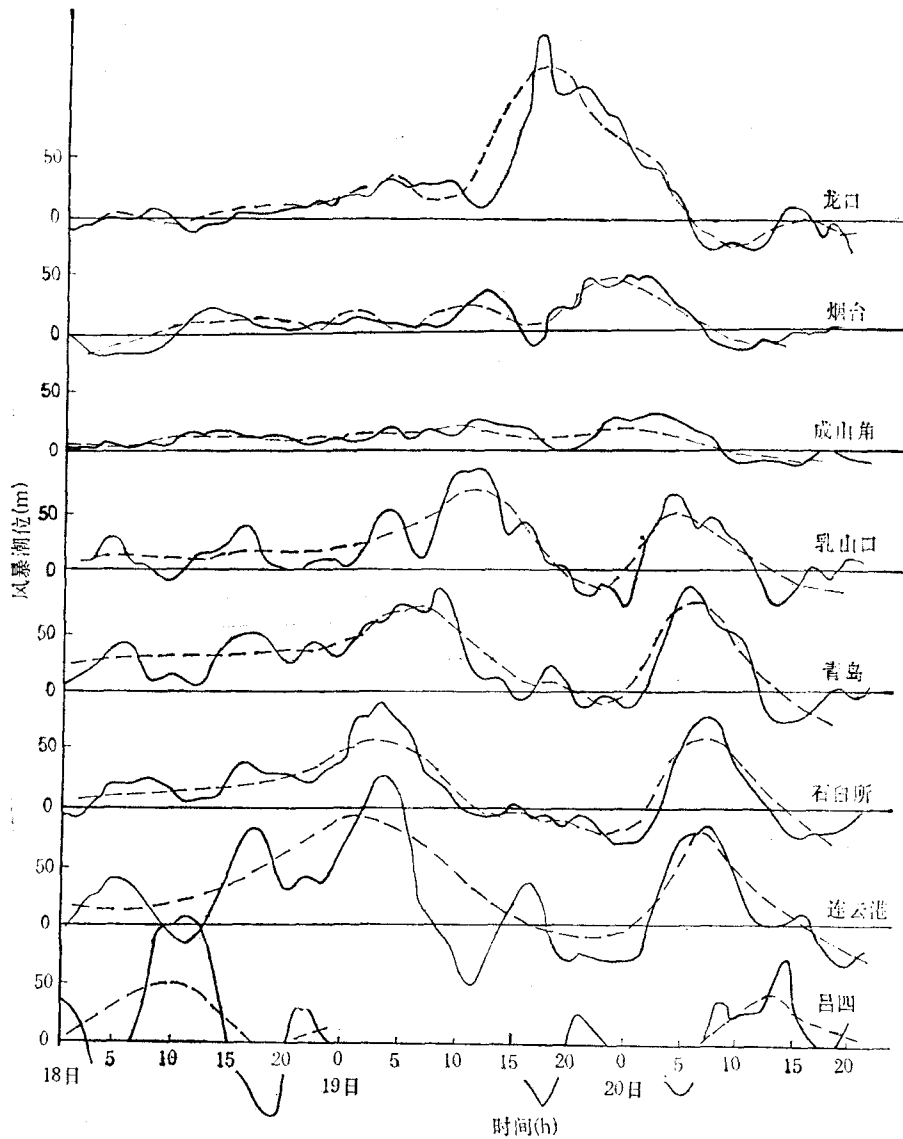


图5 8509号台风引起沿岸台风潮曲线(1985年8月18—20日)

Fig. 5 The typhoon surge curve along the coast for the typhoon No. 8509 (18—20 Aug., 1985)

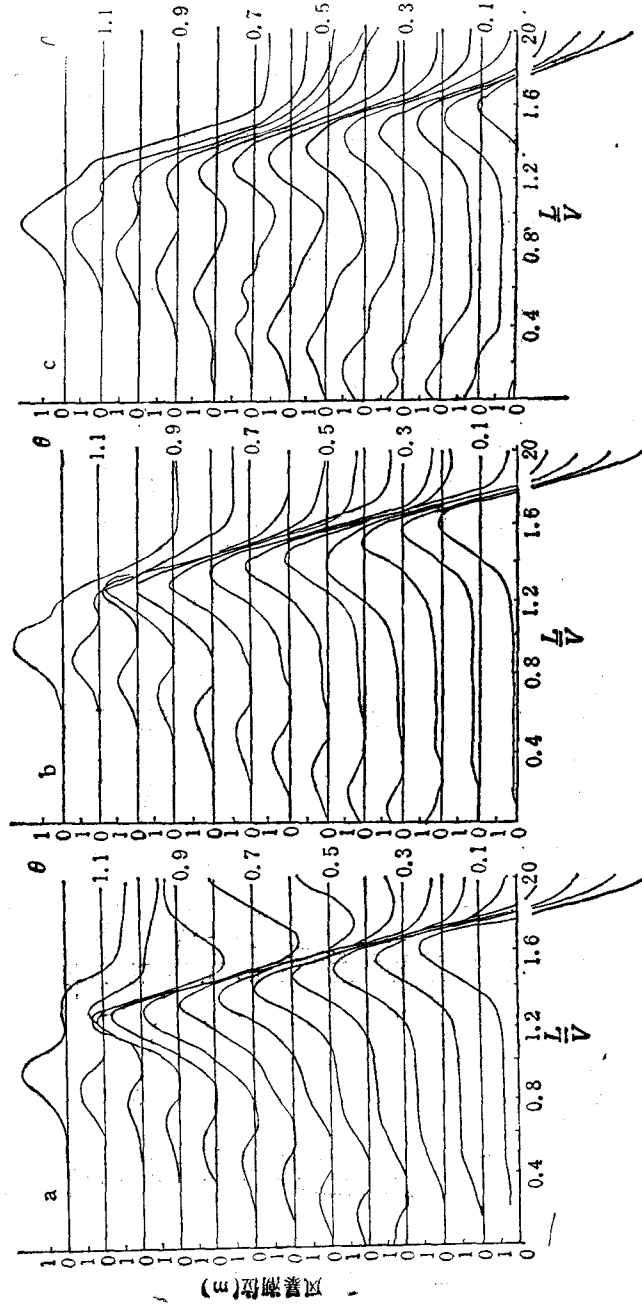


图 6 在理想风暴作用下沿岸内界面波理论曲线(下层)

Fig. 6 The theoretical curves of interface waves (lower layer) along the coast for the idealized storm

集中的结果。应予以注意的是,此时,由风暴派生的低频波显著起来,它以位相速度,

$$C = \frac{4fl}{\sigma_n^2 \left(1 + \frac{4f^2 l^2}{gH_0 \sigma_n^2} \right)}$$

由北向南传播(见图4)。这个波系不是原强制波的反射波,而是陆架波系。它的重要性可能导致第二次无风潮实。这一现象虽与刘凤树^[3]所获得的理论模式一致,但未计算给出该波图案。如果将它与沿东海北上台风——8509号台风所引起的沿岸台风潮相较,我们发现它们之间变化非常一致(见图5)。这就第一次解释了第二个波动的物理性质和动力学原因。由此也佐证了平行海岸移行的台风不仅产生一个随之移行的强制孤立波,且也派生另一个由北向南传播的陆架波系。另外可以看出,在海区中部($\xi = 0.5$),除了振幅减小外,各测站的水位变化趋势仍然相同,总体水位的振幅变化由岸向海衰减。统观上层波高的变化,它的性质与正压海强制波一致^[2]。

根据公式(33)计算,给出了下层内界面波的时-空变化图案。它非常有趣地显示出在台风域中跃层受到破坏,内界面波消失的情况。由此可知,在台风域中心附近,由于强烈的垂直扰动混合使跃层消失($d_2 = 0$)。导致了一个时空不连续的“零波域”,它随着台风由南向北移动(见图6,7)。然而在远离台风中心,则内界面波(ϕ_0)的振动与上层强制波

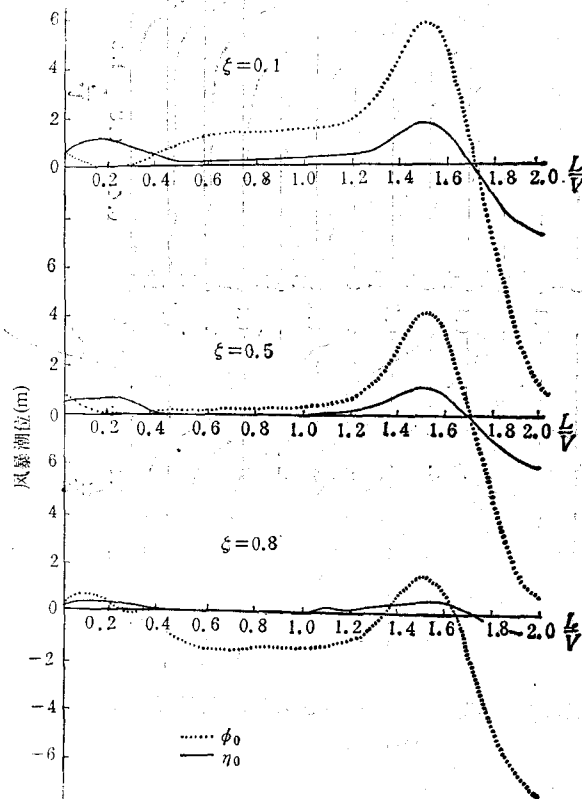


图7 内界面波(ϕ_0)和强制波(η_0)理论曲线在 $\theta = 0.2$ 处
Fig. 7 The theoretical curves of forced waves (η_0) and interface wave (ϕ_0) at $\theta = 0.2$

(η_0) 具有相同的性质,但其振幅大于上层强制波的振幅,这与理论分析是一致的。这是内界面波的一个特性。

必须指出,在这一领域内,我们的知识尚很贫乏,这里仅是一个初步探讨。因此,今后必须进一步研究。

三、结 语

综上所述,层化了的南黄海和东海陆架区在台风作用下,产生如下几个基本特性。

(1) 上层强制波受内界面波的影响甚微,具有正压海强制波同样的特征。它导致了一个随台风移行的强制孤立波并派生一个逆向传播的陆架波系。

(2) 下层内强制波不仅受到上层强制波的影响且也随着跃层界面水深 d_2 的变化而变化: 风速愈大, d_2 愈小,内界面波也随着减小; d_2 趋近于零,内界面波消失。

(3) 在台风域内由于跃层下陷而呈半椭圆状,导致了内界面波空间不连续,形成一个“零波域”,而随着台风移行,但仍存在一个陆架内波逆向传播。

(4) 在定常风的情况下,下层波高比上层波高约大一倍半;在非定常风情况下,其比值将随风速增加而减小。

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。山东海洋学院学报 11(3): 14—23。
- [2] 刘凤树, 孙文心, 1984. 近岸海区台风潮的研究。海洋与湖沼 15(5): 419—429。
- [3] 刘凤树, 1987. 南黄海和东海台风潮理论模式。海洋与湖沼 18(5): 408—418。
- [4] 蓝淑芳, 顾传晟, 傅秉照, 1985. 黄海和东海海水温度垂直结构的统计特性。海洋科学集刊 25: 11—25。
- [5] Davies, A. M., 1982b. On computing the three dimensional flow in a stratified sea using the Galerkin method. *Applied Mathematical Modelling* 6: 347—362.
- [6] Kantha and O. M. Phillips, 1977. On turbulent entrainment at a stable density interface. *J. Fluid Mech.* 79: 753—768.
- [7] Pollard, R. T., P. B. Rhines and R. Thompson, 1973. The deepening of the wind-mixed layer. *Geophys. Res.* 6: 5181—5190.
- [8] Røed, L. P., 1979. storm surges in stratified. *Sea Tellus* 31: 330—339.

FORCED WAVES OF A STRATIFIED SHELF SEA IN THE SOUTH HUANGHAI SEA AND THE EAST CHINA SEA*

Liu Fengshu

(Institute of Oceanology, Academia Sinica, Qingdao)

ABSTRACT

The fundamental characteristics of forced waves in the stratified sea of the continental shelf during storms have been studied in this paper.

The results show that the upper layer forced wave moves from the south to north with typhoon and the derived low frequency wave by the storm moves from the north to the south, which is little influenced by the interface wave and has the same character as forced wave of the barotropic sea.

In the lower layer the forced interface wave is affected by the upper layer forced wave, and varies with the variation of the depth of the thermocline. The sunken area of the thermocline in the typhoon region becomes a "ZERO WAVE AREA" which moves with typhoon and an inner shelf wave propagating in the opposite direction exists. The lower layer wave height is larger than the upper one.

* Contribution No. 1516 from the Institute of Oceanology, Academia Sinica.