

岛屿地形对极地低压和热带气旋发展的线性理论模型和观测资料分析^{*}

李子良^{1,2,3}, 傅刚^{1,2,4}, 郭敬天^{1,6}, 端义宏^{2,5}, 张美根⁴

(1. 中国海洋大学 海洋气象系, 山东 青岛 266100)

2. 上海台风研究所, 上海 200030

3. 卫星海洋国家重点实验室, 国家海洋局 第二海洋研究所, 杭州 310012

4. 大气边界层和大气化学国家重点实验室, 中国科学院
大气物理研究所, 北京 100029

5. 中国气象局 国家气象中心, 北京 100081;

6. 国家海洋局 北海分局, 山东 青岛 266033)

(周哲玮推荐)

摘要: 基于轴对称和热成风平衡系统, 研究了柱坐标系中的线性涡旋动力学方程组的初值问题, 分析了岛屿地形对极地低压和热带气旋类涡旋的影响, 同时分析了感热和潜热, 摩擦和地形在极地低压和热带气旋类涡旋的强度和结构演变中的作用. 通过对地形影响下的流体运动的径向和法向速度, 以及垂直速度和流体运动的不稳定增长率的分析指出, 流动和地形的相互作用对极地低压和热带气旋类系统的强度和结构演变起着非常重要的作用. 在岛屿山脉地形的迎风坡上, 地形强迫的径向入流气流和垂直上升运动有利于极地低压和热带气旋类涡旋的加强和发展, 有利于加强流体的不稳定增长率. 但是, 在山脉地形的背风侧, 地形强迫的径向入流气流和垂直下沉运动, 有利于极地低压和热带气旋类涡旋的减弱和消亡, 有利于减弱流体的不稳定增长率. 同时, 基于气象观测资料分析了 2003 年 12 月 19 日发生在日本海上的一次极地低压生消和演变过程, 所得到的观测事实和理论分析具有较好的一致性, 并在此基础上讨论了极地低压和台风涡旋, 斜压背风涡旋和斜压锢囚涡旋的生消机制和演变特征的异同.

关键词: 岛屿地形; 解析研究; 极地低压; 热带气旋

中图分类号: P431 **文献标识码:** A

DOI 10.3879/j.issn.1000-0887.2009.10.007

引 言

极地低压^[1]是发生在极地气团中的冷气流里的中尺度气旋. 其水平尺度在数百公里, 生

* 收稿日期: 2008-10-25 修订日期: 2009-09-06

基金项目: 国家自然科学基金资助项目(40775069 40675060); 上海台风研究所开放基金资助项目(2006STB03); 卫星海洋国家重点实验室开放基金资助项目(SOED0904); 中国科技部基金资助项目(2009CB421504 2006AA 09Z151); 中国气象局基金资助项目(GYHY200706081); 国家海洋局基金资助项目(908020810).

作者简介: 李子良(1976—), 男, 湖南人, 博士(联系人. E-mail: liziliang@ouc.edu.cn).

命周期在几小时到数天的时间^[2]. 他们通常出现在冬季高纬度洋面上, 如阿拉斯加湾 (135° W ~ 160° W, 50° N ~ 60° N), 巴伦支海 (20° E ~ 50° E, 65° N ~ 75° N), 拉布拉多海 (50° W ~ 60° W, 55° N ~ 65° N), 挪威海 (5° W ~ 10° W, 60° N ~ 70° N) 和日本海 (130° E ~ 140° E, 35° N ~ 45° N). 极地低压在卫星云图上具有热带气旋的结构特征, 通常表现为螺旋状或逗点状云系特征. 同热带气旋一样, 在成熟阶段具有清晰的涡眼结构. 极地低压是一种危险的灾害天气系统, 常常带来巨风和暴雪等灾害天气.

最近几十年, 极地低压引起了人们的广泛关注和极大的研究兴趣^[2-10], 观测发现极地低压最常出现在挪威海^[5]和日本海^[2,7]等领海地区. 研究表明岛屿地形对于极地低压的形成具有十分重要的作用. 在文献 [11] 中指出, 形成于冰岛背风面的涡旋在盛行北风气流的天气形势下, 常常可以发展演变为极地低压. 而在格罗兰岛南面的费尔韦尔角东北部和东海地区, 常常由于冷空气的爆发, 西风或西北气流过山脉地形强迫的上升气流有利于涡旋的形成和发展. 在斯堪的纳维亚地区, 极地低压常常出现在挪威山脉背风面地形强迫的次级环流中, 其常常位于东移的母涡旋环流的后部. 详细的天气过程可以参考 Wilhelmson^[12]的研究.

科学家们做了大量的有关极地低压和热带气旋的研究工作, 而且早期的研究工作基本揭示了极地低压和热带气旋类涡旋的主要特征. 尽管观测资料表明地形对于气旋的发展具有重要的作用, 但是, 从理论的角度, 我们至今没有弄清楚地形在爆发性气旋发展中所起作用的合理解释和理论描述. 有关极地低压和热带气旋类系统的最早的理论模型是 Eliassen^[13]发展的所谓的平衡模式, 还有许多科学家对该模式进行了广泛的研究 (如 Chaney 和 Eliassen^[14], Ooyama^[15]) 并提出了著名的关于极地低压和热带气旋不稳定发展机制, 即 CISK (第二类条件不稳定机制). 同时, 大量的理论工作和数值模拟^[16-17] 研究发现了另一种与观测资料相一致并称做 WISHE (风致表面热交换) 的不稳定发展机制. 这种不稳定发展机制早期称做海气相互作用不稳定^[18-22]. 但是, 早期的理论研究很少涉及到地形对极地低压和热带气旋的影响, 因而我们有必要从理论的角度分析和研究地形在极地低压和热带气旋发展和演变过程中的作用.

本文的主要目的是基于 Gray 和 Craig^[17] 的研究工作, 从一个简单的理论模型出发, 基于分离变量法获得描述涡旋运动的解析解, 从理论上探讨地形在极地低压和热带气旋的强度和结构演变过程中所起的作用. 第 1 节介绍简单的理论模型和引入地形的的基本方法. 第 2 节求解方程组得到涡旋运动的解析解, 给出了描述极地低压和热带气旋的水平流场和垂直流场. 第 3 节讨论极地低压和热带气旋的发展机制. 第 4 节分析了一次极地低压的天气演变过程. 最后是结论和讨论.

1 模型方程和边界条件

本文所使用的理论模型是基于 Gray 和 Craig^[17] 模型, 主要是用于研究极地低压和热带气旋类涡旋通过海气相互作用 (又称 WISHE 不稳定) 而不稳定发展产生的机理. 其动力学方程组是建立在 f 平面上的自由大气方程组, 地形和摩擦作用是通过下边界条件而引入的. 因而描述轴对称极地低压和热带气旋类涡旋的柱坐标系方程组可以写成:

$$\begin{cases} \left(\frac{2v}{r} + f \right) \frac{\partial v}{\partial z} = \frac{g}{\theta_{e0}} \frac{\Gamma_m}{\Gamma_d} \frac{\partial \theta_e}{\partial r}, \frac{\partial v}{\partial t} + fu + \frac{u}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + w \frac{\partial v}{\partial z} = 0 \\ \frac{1}{r} \frac{\partial(rv)}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial(\rho w)}{\partial z} = 0, \frac{\partial(\theta_e)}{\partial t} + u \frac{\partial(\theta_e)}{\partial r} + w \frac{\partial \theta_e}{\partial z} = Q_e, \end{cases} \quad (1)$$

其中, r 是半径, z 是高度坐标, u , v 和 w 分别是径向速度, 切向速度和垂直速度分量, f 是科氏参数, Γ_d 和 Γ_m 分别是干绝热递减率和湿绝热递减率. $\theta_e = \theta \exp(L_c q_s / (c_p T))$ 是饱和湿空气的相当位温, 其中 c_p 是定压热容, θ 是位温, L_c 是凝结潜热, q_s 是饱和混合比. 加热率 Q_e 是来自海洋边界层的感热和潜热通量, $Q_e = \beta C_{E,T} U (\theta_{es} - \theta) / z_T$, 其中 $C_{E,T}$ 是无量纲热量和水汽交换系数. θ_{es} 是海面相当位温, z_T 是系统发展深度. $\beta(r)$ ($0 < \beta < 1$) 是热力学比例因子^[22], 该参数反映了涡旋眼墙外围未饱和过程的负反馈效应 (眼墙区域 $\beta \approx 1$ 眼墙外围 $\beta < 1$).

边界层岛屿地形采用简单的钟型山脉地形分布 $h(r) = h_m a^2 / [a^2 + (r - r_0)^2]$, 其中 h_m 是最大山脉高度, r_0 是山脉中心的位置, a 是山脉半宽. 同时因为假设边界层厚度远远小于自由大气厚度, 可以看作薄层近似, 因而可以忽略密度的局地时间变化 ($\partial/\partial t$) 项. 于是边界层绝对角动量守恒方程和质量连续方程可以写成:

$$\begin{cases} \zeta_0 u_0 = -\frac{C_D U v_0}{h_B}, \\ \frac{h_B}{r} \frac{\partial(r u_0)}{\partial r} + w_0 - U \frac{\partial h}{\partial r} = Q \end{cases} \quad (2)$$

其中, h_B 是边界层厚度, C_D 无量纲阻力系数, U 是海面绝对风速 ($U = (u_0^2 + v_0^2)^{1/2}$), ζ_0 是边界层顶的绝对涡度 ($\zeta_0 = f + \partial(rv_0) / (r \partial r)$).

从上述方程中消除 $h_B u_0$ 得到地形和摩擦强迫的边界层垂直运动速度作为自由大气的下边界条件:

$$w_0 = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[\frac{1}{\zeta_0} C_D U v_0 r \right] - U \frac{2h_m a^2 (r - r_0)}{(a^2 + (r - r_0)^2)^2}, \quad (3)$$

于是得到如下完整的边界条件:

$$\begin{cases} \phi(Q, z) = \phi(r, z) = 0 \quad \phi_r |_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0, \\ \phi_0 = \frac{\rho_0 U h_m a^2}{a^2 + (r - r_0)^2} - \frac{\rho_0 a U h_m}{r} \arctan \left[\frac{r - r_0}{a} \right] + \frac{\rho_0}{\zeta_0} C_D U v_0. \end{cases} \quad (4)$$

2 含地形的模式方程的解

利用微扰方法线性化非线性涡旋动力学方程组, 即把任意一个变量分解成扰动量和基本状态的物理量两部分 (如 $v(r, z, t) = v(r, z) + v'(r, z, t)$). 并假设基本状态的物理量 $u, v, w, \phi = 0, \bar{\theta}_e = \text{常数}, \zeta = f$. 于是就得到如下线性化的涡旋动力学方程组:

$$\begin{cases} \frac{\partial v'}{\partial t} + f u' = 0 \\ \frac{\partial \theta'_e}{\partial t} = \frac{\beta C_{E,T} U' (\theta_{es} - \bar{\theta}_e)}{z_T}, \\ f \frac{\partial w'}{\partial z} = \frac{g}{\theta_e} \frac{\Gamma_m}{\Gamma_d} \frac{\partial \theta'_e}{\partial r}, \\ (\rho u', \rho w') = \left[-\frac{\partial \phi'}{\partial z}, \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \phi) \right]. \end{cases} \quad (5)$$

在边界条件方程中, 二次摩擦阻力因数可以用线性摩擦阻力因数来取代, 则边界条件可以写为

$$\begin{cases} \psi'(Q, z) = \psi'(r, z_T) = 0 & r\psi' \Big|_{r \rightarrow \infty} \rightarrow 0 \\ \psi'(r, 0) = \frac{\rho_0 U' h_m a^2}{a^2 + (r - r_0)^2} - \frac{\rho_0 a U' h_m}{r} \arctan\left(\frac{r - r_0}{a}\right) + \frac{\rho_0 k v_0}{f} \end{cases} \quad (6)$$

基于方程 (5), 并取地形项和表面通量项中的 $U' = v_0$, 则可以得到如下的流函数表达式:

$$\frac{\partial^2 \psi'}{\partial z^2} = \frac{2\rho_0 \alpha}{f z_T} \left[\beta \frac{\partial v_0}{\partial r} + v_0 \frac{\partial \beta}{\partial r} \right], \quad (7)$$

对方程 (7) 关于 z 积分两次得到:

$$\psi' = \frac{\rho_0 \alpha}{f z_T} z^2 \left[\beta \frac{\partial v_0}{\partial r} + v_0 \frac{\partial \beta}{\partial r} \right] + A(r, t)z + B(r, t), \quad (8)$$

其中, $A(r, t)$ 和 $B(r, t)$ 是两个积分常数, $\alpha = \Gamma_m C_{ET} g(\theta_{es} - \theta_e) / (2\Gamma_d \theta_e)$.

应用边界条件可以解得如下的流函数表达式:

$$\begin{aligned} \psi' = & \left[\frac{\rho_0 \alpha}{r} \arctan\left(\frac{r - r_0}{a}\right) + \frac{\rho_0 a^2}{a^2 + (r - r_0)^2} \right] \left(1 - \frac{z}{z_T} \right) v_0 h_m + \\ & \frac{\rho_0 \alpha}{f z_T} (z^2 - z z_T) \left[\beta \frac{\partial v_0}{\partial r} + v_0 \frac{\partial \beta}{\partial r} \right] + \frac{\rho_0 k v_0}{f} \left(1 - \frac{z}{z_T} \right). \end{aligned} \quad (9)$$

利用 u' 的流函数表达式, 方程 (5) 可以得到扰动径向速度 u' 的流函数表达式:

$$\begin{aligned} u' = & \left[\frac{\rho_0 \alpha}{r} \arctan\left(\frac{r - r_0}{a}\right) + \frac{\rho_0 a^2}{a^2 + (r - r_0)^2} \right] \frac{v_0 h_m}{z_T} + \\ & \frac{k v_0}{f z_T} - \frac{2\rho_0 \alpha}{f z_T} \left(z - \frac{z_T}{2} \right) \left[\beta \frac{\partial v_0}{\partial r} + v_0 \frac{\partial \beta}{\partial r} \right]. \end{aligned} \quad (10)$$

从方程 (10) 我们可以看出, 因对于极地低压和热带气旋类涡旋有 $v_0 > 0$ 在山脉地形迎风坡上 ($r < r_0$), 地形项强迫径向回流速度 ($u' < 0$), 但是, 在山脉背风面上 ($r > r_0$), 地形强迫出外流气流 ($u' > 0$). 其次, 在涡旋眼墙内部区域 ($\partial v_0 / \partial r > 0$, $\partial \beta / \partial r < 0$), 如果假设 $\beta(\partial v_0 / \partial r) + v_0(\partial \beta / \partial r) > 0$ 在低层 $z < z_T / 2$ 加热项强迫出外流径向流 ($u' > 0$), 但是在高层 $z > z_T / 2$ 加热项强迫出回流径向速度 ($u' < 0$). 因而径向速度随高度的变化, 使得低层的辐散气流到高层变为辐合气流. 但是, 在涡旋眼墙外部区域 ($\partial v_0 / \partial r < 0$, $\partial \beta / \partial r < 0$), 在低层 $z < z_T / 2$ 加热项强迫出回流径向速度 ($u' < 0$), 在高层 $z > z_T / 2$ 加热项强迫出外流径向流 ($u' > 0$). 因而径向速度随高度的变化使得低层 $z < z_T / 2$ 的辐合气流到高层 $z > z_T / 2$ 变为辐散气流. 最后, 在涡旋眼墙内部区域 ($\partial v_0 / \partial r > 0$), 摩擦强迫出辐散气流 ($\partial u' / \partial r > 0$), 而在在涡旋眼墙外部区域 ($\partial v_0 / \partial r < 0$), 摩擦强迫出辐合气流 ($\partial u' / \partial r < 0$).

利用方程 (5) 的流函数方程, 可以得到扰动垂直速度 w' 的流函数表达式:

$$\begin{aligned} w' = & - \frac{2a^2 (r - r_0)}{(a^2 + (r - r_0)^2)^2} \left(1 - \frac{z}{z_T} \right) v_0 h_m + \frac{k}{f} \left(1 - \frac{z}{z_T} \right) \left[\frac{\partial v_0}{\partial r} + \frac{v_0}{r} \right] + \\ & \frac{\alpha}{f} \left[\frac{z^2}{z_T} - z \right] \left[\beta \left(\frac{\partial v_0}{r \partial r} + \frac{\partial^2 v_0}{\partial r^2} \right) + v_0 \left(\frac{\partial \beta}{r \partial r} + \frac{\partial^2 \beta}{\partial r^2} \right) \right]. \end{aligned} \quad (11)$$

基于同样的假设, 方程 (11) 表明, 在山脉地形的迎风坡上 ($r < r_0$), 地形强迫上升气流 ($w' > 0$), 而在山脉地形的背风面 ($r > r_0$), 地形强迫下沉气流 ($w' < 0$). 如果 $\partial v_0 / \partial r + v_0 / r < 0$ 摩擦的作用则是在涡旋眼墙内部区域 ($\partial v_0 / \partial r > 0$) 强迫下沉运动 ($w' < 0$), 但是在涡旋眼墙外部区域 ($\partial v_0 / \partial r < 0$) 摩擦强迫上升运动 ($w' > 0$). 最后, 两个加热项在眼墙区域强迫上升运动

而在其他区域强迫下沉运动(因为 $z^2/z_T - z < 0$ 当 $z < z_T$), 这一结论和 Gray 和 Craig^[17] 得到的相关结论基本一致.

方程 (10) 和方程 (11) 所预测的环流是由表面切向速度的径向结构和系数参数决定的. 如果我们以表面切向风速 $V_0 = ((2r/r_{max}) / (1 + (r/r_{max})^2)) V_{max}$ 作为初始的涡旋结构, 其中 V_{max} 是在海面附近半径 $r_{max} = 20$ km 处的极地低压的最大切向风速. 如果我们选取初始参数 $r_0 = 50$ km, $a = 10$ km, $h_m = 1$ km, $\alpha = 1$, $z_T = 10$ km. 则如图 1(a) 所示, 地形强迫的表面垂直运动速度, 在山前迎风坡表现为上升运动, 而在山后背风面表现为下沉运动. 在图 1(b) 中我们可以看出, 地形强迫的表面径向速度, 在山前迎风坡表现为径向回流气流, 而在山后背风面表现为径向外流气流. 地形强迫的偶极子型次级环流(如图 1(c)), 主要表现为山前迎风坡气旋性环流, 山后背风面反气旋环流.

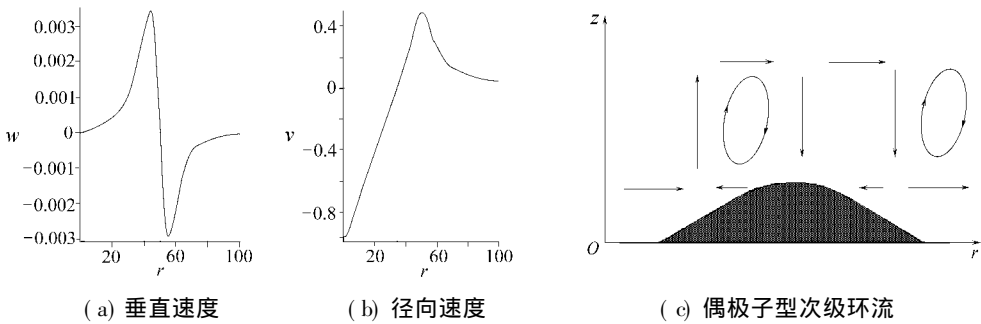


图 1 地形强迫的示意图

3 极地低压和热带气旋的发展

把径向速度表达式 (10) 代入到绝对角动量守恒方程有

$$\frac{\partial v_0}{\partial t} + \alpha \left[\beta \frac{\partial v_0}{\partial r} + v_0 \frac{\partial \beta}{\partial r} \right] + \left[\frac{a^2}{(a^2 + (r - r_0)^2)^2} + \frac{a}{r} \arctan \left[\frac{r - r_0}{a} \right] \right] \frac{f h_m v_0}{z_T} + \frac{k v_0}{z_T} = 0. \tag{12}$$

一方面, 在山脉背风面 ($r > r_0$), 涡旋的加强要求 $\partial v_0 / \partial t > 0$ 则参数 β 在最大径向速度处必须有一个负梯度(其中 $\partial v_0 / \partial r = 0$); 另一方面, 在山前迎风坡 ($r < r_0$), 涡旋的加强要求 ($\partial v_0 / \partial t > 0$), 参数 β 在最大径向速度处不可能有一个负梯度存在.

在方程 (12) 中不考虑 $\partial v_0 / \partial r$ 项, 则有

$$\frac{\partial v_0}{\partial t} + \alpha \frac{\partial \beta}{\partial r} v_0 + \left[\frac{a^2}{(a^2 + (r - r_0)^2)^2} + \frac{a}{r} \arctan \left[\frac{r - r_0}{a} \right] \right] \frac{f h_m v_0}{z_T} + \frac{k v_0}{z_T} = 0 \tag{13}$$

我们不难发现该方程具有如下形式的解:

$$v_0 = A(r) \exp(\sigma t), \tag{14}$$

其中 σ 是极地低压和热带气旋类涡旋的不稳定增长率, 其表达式为

$$\sigma = - \left[\alpha \frac{\partial \beta}{\partial r} + \left[\frac{a^2}{(a^2 + (r - r_0)^2)^2} + \frac{a}{r} \arctan \left[\frac{r - r_0}{a} \right] \right] \frac{f h_m}{z_T} + \frac{k}{z_T} \right]. \tag{15}$$

假设 $\beta = \beta(r, t)$, 可以利用分离变量法求方程 (12) 的解, 则假设

$$\dot{v}_0 = f(r)g(t) = f(r)\exp(\sigma t), \tag{16}$$

把方程 (16) 代入方程 (12), 则有

$$\dot{v}_0 = c \exp\left[- \int_{z_T}^{\alpha z_T} \frac{\partial \beta(r, t) / \partial r + k}{\alpha z_T \beta(r, t)} dr \right] \exp(\sigma t), \tag{17}$$

利用初始条件确定方程 (17) 中的积分常数, 则可得到扰动切向速度:

$$\dot{v}_0 = V(r) \frac{\beta(r, t)}{\beta(r, 0)} \exp\left[\frac{(\sigma z_T + k)(R_0 - R)}{\alpha z_T} + \sigma \right], \tag{18}$$

其中 $V(r)$ 是切向速度, 其值由初始条件决定.

$$R = R(r, t) = \int \frac{1}{\beta(r, t)} dr$$

$$R_0 = R(r, 0) = \int \frac{1}{\beta(r, 0)} dr$$

是拉伸水平坐标, 也是由初始条件确定. 我们注意到, 当方程 (12) 中用参数 $\beta(r)$ 代替 $\beta(r, t)$, 则方程 (18) 中的扰动切向速度 \dot{v}_0 可以表示成 $\dot{v}_0 = V(r)\exp(\sigma t)$ 形式的解.

不稳定增长率方程 (15) 表明不稳定增长率本质上是由非绝热加热 (WISHE 不稳定发展机制), 山脉地形和表面摩擦决定的. 海洋表面感热和潜热的输送有利于不稳定增长率的增大, 而摩擦作用则使得不稳定增长率减少. 该结论同 Craig 和 Gray^[16] 所做的理论分析是一致的, 但是, 同平衡涡旋模式 (CSK 不稳定发展机制) 所得到的不稳定增长率关系是相反的. 需要指出的是, 这两种观点中均没有考虑地形的作用. 但是, 我们从不稳定增长率方程 (15) 看到, 地形对涡旋的发展具有双重作用, 在山脉地形的迎风坡上, 因地形强迫的上升运动, 涡旋的不稳定增长率增加, 但是, 在山脉地形的背风面上, 由于地形强迫的下沉气流, 涡旋的不稳定增长率减少. 尤其需要强调的是, 地形对极地低压发展的影响可以很好的解释为什么极地低压常常在日本岛的西侧形成和发展的观测事实.

4 极地低压的观测研究

下面我们来分析一次发生在日本海上的极地低压的天气演变过程. 在 2003 年 12 月 19

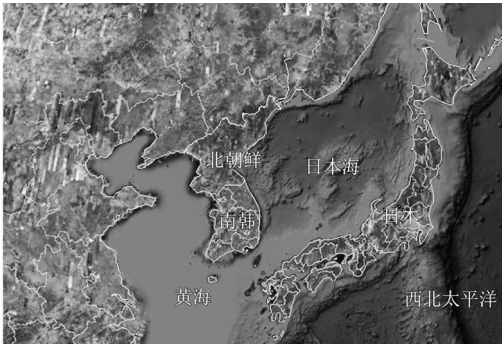


图 2 日本海及其临近地区的地图

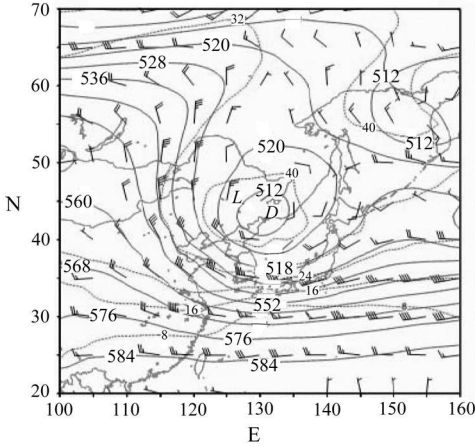
日, 我们在日本海上观测到了一个中 α 尺度的极地低压, 我们利用从日本高知大学下载的静止业务环境卫星云图 (GOES)-9 和美国国家环境预报中心的 (FNL) 再分析资料, 分析了此次极地低压的生消演变过程. 所使用的再分析资料共有 26 层 (1 000, 975, 950, 925, 900, 850, 800, 750, 700, 650, 600, 550, 500, 450, 400, 350, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20, 10) hPa $1^\circ \times 1^\circ$ 格点间隔, 有 4 个时次分别为 (00 00 00, 06 00 00, 12 00 00,

18 00 00) UTC. 由于地形的影响, 极地低压最初在世界时 (12 00 00) UTC 形成于在日本海西北面天气尺度母斜压涡旋内, 最后消失于日本海东部边缘, 其生命期大概 20 h 左右. 日本岛地形对极地低压的发展起着非常重要的作用.

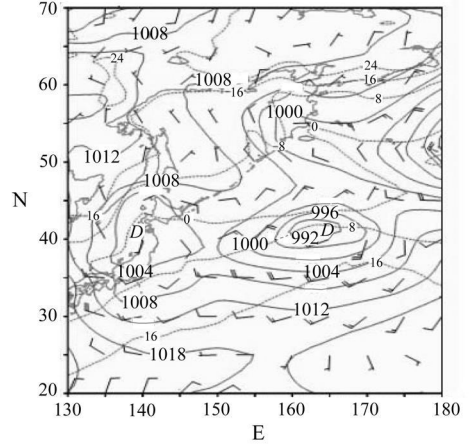
4.1 天气形势分析

日本海 (其位置见图 2) 被认为是极地低压频繁出现的地区之一. 日本海位于欧亚大陆东

部 $35^{\circ}\text{N} \sim 45^{\circ}\text{N}$ 和 $130^{\circ}\text{E} \sim 140^{\circ}\text{E}$ 所在地区. 在冬季, 欧亚大陆上爆发的冷空气常常影响日本海区和暖的对马洋流相遇, 海气相互作用异常活跃, 为极地低压的发展提供了有利的条件^[23]. 下面我们分析一次极地低压的演变过程, 从 2003 年 12 月 19 日 12 00 00 到 20 日 08 00 00 时 (如图 3~ 图 5), 一个中 α 尺度极地低压出现在日本海上一个亚天气尺度母斜压低压中, 然后 20 h 后因过日本岛而耗散减弱消亡.

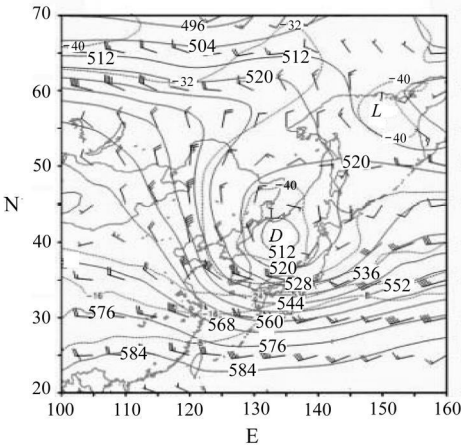


(a) 500 hPa

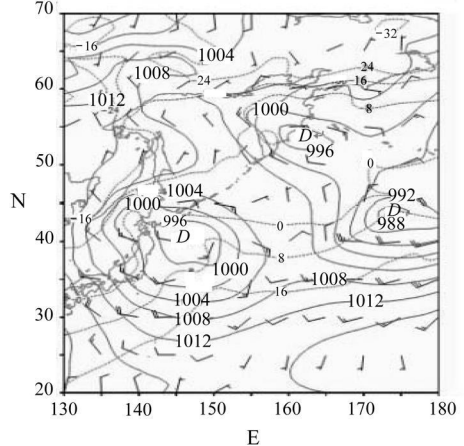


(b) 1 000 hPa

图 3 2003 年 12 月 19 日 (00 00 00) UTC 天气图



(a) 500 hPa



(b) 1 000 hPa

图 4 2003 年 12 月 19 日 (12 00 00) UTC 天气图

在 2003 年 12 月 19 日世界时 (00 00 00), 500 hPa 天气图上, 在 (130°E , 43.5°N) 处有一个深厚的 NNE-SSW 向的斜压冷槽 (-40°C 等温线). 在地面天气图上, 有 2 个天气尺度的斜压气旋沿东西向的横切变线上形成, 分别位于太平洋西北部和日本海. 切变线上低压的形成和局地锋生是大气斜压不稳定的产物. 斜压不稳定可以导致低层切变涡旋的形成. 同时斜压不稳定可以加强斜压涡旋和地面局地锋生过程. 如果有有利的高空天气形势相配合, 则这些涡旋可以发展成极地低压.

到 12 月 19 日世界时 (12 00 00) 500 hPa 上的冷涡旋缓慢的向东南方向移动, 其强度基本维持在 512 gpm . 地面天气图上, 过西北太平洋的加强的亚天气尺度斜压背风涡旋 (最小等压

线为 988 hPa)几乎向东移出了天气图. 但是第 2 个过日本海上的亚天气尺度的斜压气旋发展成强烈的亚天气尺度斜压低压, 位置在 (38° N, 145° E), 最小等压线为 996 hPa 缓慢的向东南方向移动. 日本海上气旋加深的一个关键特征是斜压不稳定的作用. 斜压不稳定的垂直倾斜有利于亚天气尺度斜压气旋的发展.

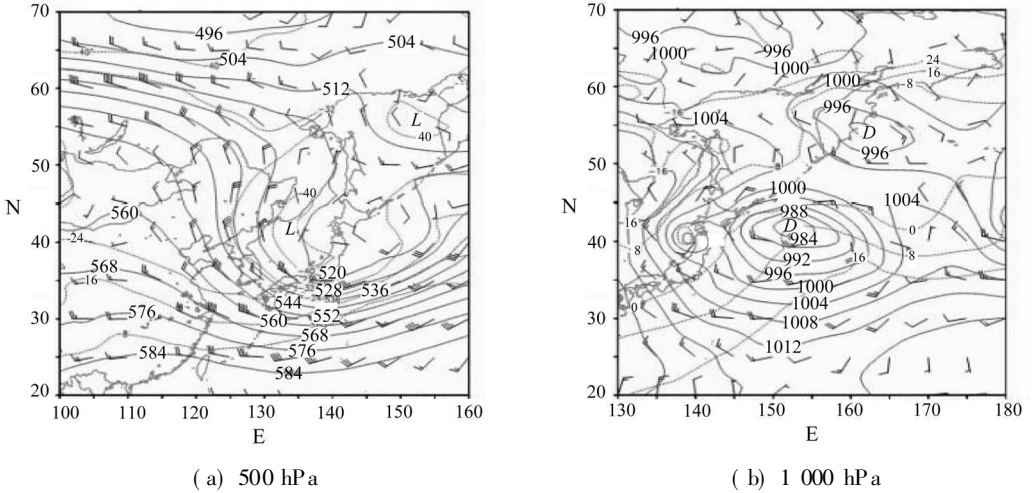


图 5 2003 年 12 月 20 日 (00 00 00) UTC 天气图

大尺度斜压波和日本岛地形相互作用是斜压背风涡旋产生原因, 斜压不稳定对于涡旋的形成及其持续存在起着及其重要的作用. 但是另一方面, 日本岛地形也是气旋衰减的主要原因. 高空冷涡旋和低层的斜压背风低压相配置的天气环境条件为极地低压的发展提供了有利条件.

到 2003 年 12 月 20 日世界时 (00 00 00), 500 hPa 高空槽移近日本岛上空 (40° N, 140° E), 最小的等压线从 5 120 减弱到 5 200 gm. 在地面天气图上, 亚天气尺度母斜压低压移动到 (40° N, 153° E) 附近, 其中心最小气压为 980 hPa 值得注意的是中 α 尺度的极地低压镶嵌在该母低压里面, 极地低压的位置在 (40 5° N, 139° E) 附近, 其中心最小气压为 992 hPa 同时我们注意到, 地面极地低压几乎就在高空 500 hPa 槽中心之下, 500 hPa 高空槽支持了地面低压的发展. 在地形和海气相互作用的影响下, 高低空环流耦合在一起并且不随高度向西倾斜是极地低压形成于亚天气尺度母斜压背风气旋中的主导因素.

4 2 极地低压的结构

通过卫星云图的观测分析, 我们看到, 极地低压起源于日本北海道西岸亚天气尺度云带中 (如图 6(a) 所示之卫星云图). 到 2003 年 12 月 19 日 (23 00 00) UTC 时, 极地低压具有清晰的涡眼结构, 此时极地低压可能已达到成熟阶段. 日本岛西岸的云带呈现出有组织的螺旋结构, 无云涡眼的位置大概在 (41° N, 138° E) 附近. 同时我们看到, 从 12 月 20 日 (02 00 00) UTC 到 (04 00 00) UTC, 卫星云图上具有明晰的同心双眼墙结构, 说明极地低压此时已经达到成熟阶段.

在 2003 年 12 月 20 日 (04: 00 00) UTC, GOES-9 卫星云图出现了一个清晰的极地低压的同心双眼墙结构, 两个同心眼墙之间具有城壕特征 (如图 6(c)). 有一个直径数十公里的结构清晰的内眼, 位置在 (39° N, 140. 3° E) 附近, 其周围是内眼墙. 极地低压的同心双眼墙占住了日本岛数百平方公里, 说明极地低压此时处于成熟阶段, 拥有复杂的内部结构.

从 2003 年 12 月 19 日 (23 00 00) UTC 到 20 日 (04 00 00) UTC, 与气旋相关的环流开始和日本岛地形相互作用, 日本岛地形对气流有重要的阻碍作用, 有助于日本岛及其东部部气

旋的减弱填塞.

但是, 2003年 12月 20日 (06 00 00) UTC以后, 涡眼结构已经模糊不清, 特别是当极地低压接近日本岛东侧时, 外部眼墙开始消亡, 可能是由于地形强迫的下沉气流不利于极地低压的发展. 当极地低压登陆日本岛后, 螺旋云带也开始耗散消亡, 极地低压逐渐填塞消亡.

该研究个例中, 我们感兴趣的是岛屿地形的存在大大加速了极地低压登陆后的衰减, 从图 7和图 8中可以看出, 日本岛东西两侧的风场具有明显的非对称性, 西侧的风速远远大于东部的风速, 大风主要分布在岛屿西部, 而在岛屿东部低层风速突然减少. 当极地低压过地形时, 极地低压的运动, 结构和强度因与地形相互作用而发生明显的改变, 这可能是由于极地低压和岛屿地形相互作用所产生的背风坡上的下沉气流所致.

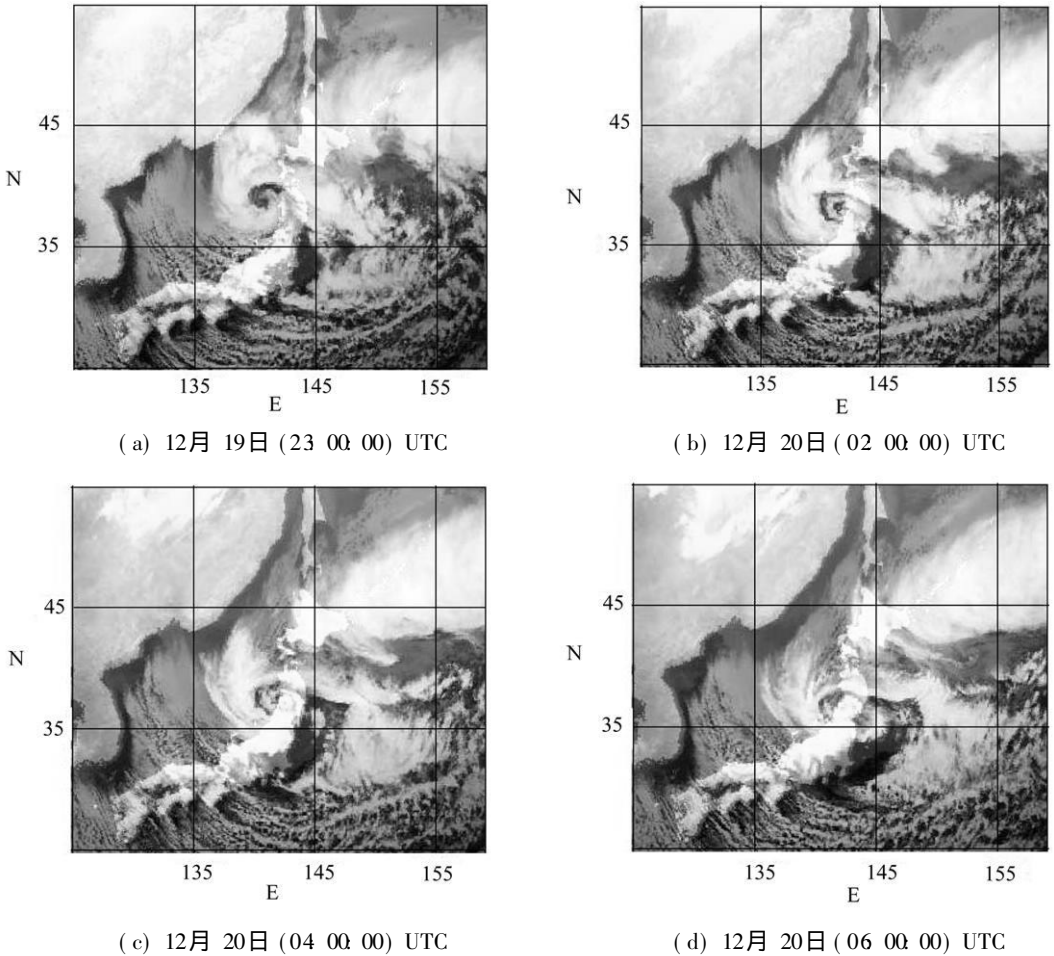


图 6 2003年 GOES-9卫星云图

气流过山在迎风坡上的上升运动有助于迎风坡上云的形成和雨水的增加. 而在背风面上, 气流下沉形成背风雨影 (如图 7(a)). 当气流过岛屿地形时所强迫出来的垂直上升运动和下沉气流能够大大加强岛屿西侧的极地低压而减弱岛屿东侧的极地低压.

岛屿地形对极地低压发展的影响和地形动力学的基本理论完全是一致的. 中尺度极地低压在日本岛地形的上风坡上形成和加深, 但是, 在下风坡减弱, 极地低压失去了进一步发展的天气条件而逐渐消亡.

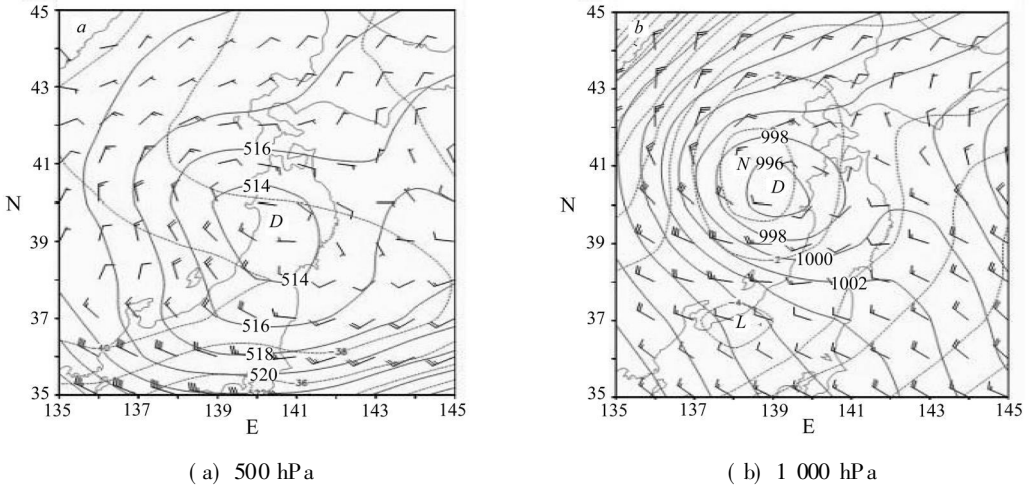


图 7 2003年 12月 20日 (00 00 00) UTC, 极地低压的细结构

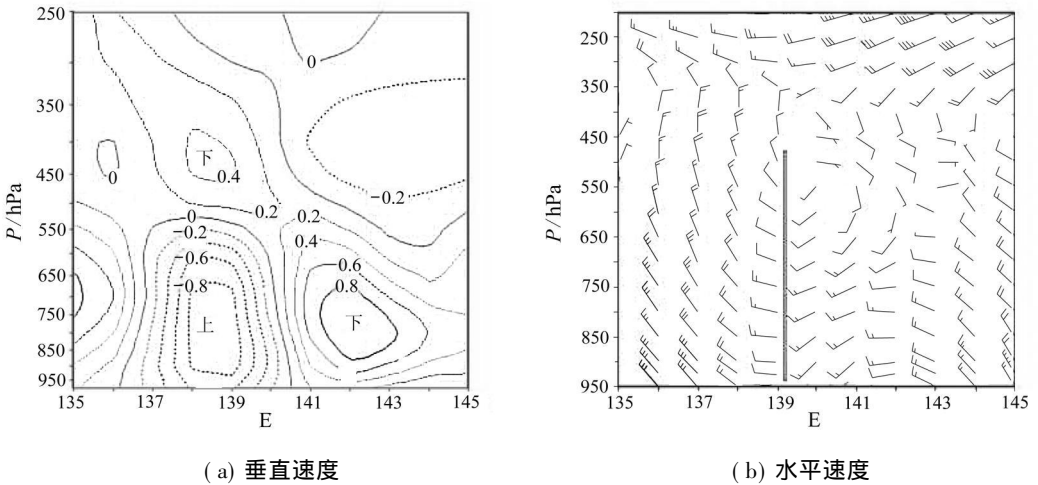


图 8 2003年 12月 20日 (00 00 00) UTC, 极地低压垂直截面图

5 讨论和结论

基于一个考虑了地形效应的简单的理论模型研究了极地低压和热带气旋类涡旋的发展, 运用分离变量法求得了方程组的解析解, 并以此来分析地形, 摩擦和海气相互作用对涡旋发展的影响. 通过对涡旋速度场的分析指出, 除了海气相互作用和斜压不稳定的作用外, 地形和摩擦对极地低压和热带气旋类涡旋的发展具有重要的作用.

通过一次海上涡旋的结构和强度演变过程观测分析, 以及极地低压和热带气旋类涡旋的简单的线性理论分析, 我们主要的研究目标是关于地形对极地低压和热带气旋类涡旋的发展和结构演变的影响, 先前关于这方面的研究工作并不多见. 分析结果表明, 在山脉地形迎风坡, 山脉地形强迫的径向回流和垂直上升运动有利于极地低压和热带气旋的不稳定增长和发展. 而在山脉地形背风坡上, 地形强迫的外流气流和垂直下沉运动减少涡旋的不稳定增长率, 使得极地低压类涡旋强度减弱.

从早期的研究工作中我们知道, 大气中的与地形相关的气旋至少涉及到热带气旋, 极地低压, 锢囚斜压气旋和斜压背风气旋四类. 斜压不稳定对于斜压背风气旋的形成和发展起着至关

重要的作用,对于锢囚斜压气旋的形成和发展也是极为重要的,但是对于极地低压和热带气旋的形成和发展并不象前者那样重要,有时甚至抑制极地低压和热带气旋的发展,加速极地低压和热带气旋的消亡。Reale和Atlas^[24]指出,阿尔卑斯山-地中海气旋产生的主要原因是大尺度斜压波和阿尔卑斯山地形相互作用。其作为斜压背风气旋产生的特定事例,相关研究已经对其做了很好的理论解释。另外, Martin和 Moore^[25]以及 Moore等^[26]指出,斜压涡旋和格陵兰岛地形的相互作用而分岔产生的极地低压,是拉布拉多海上的极地低压形成于天气尺度低压系统中的主要原因。这些研究表明极地低压和热带气旋的进一步研究必须考虑岛屿地形与气旋环流复杂的相互作用。

需要指出的是,线性理论分析对于模拟和分析涡旋的初始发展阶段是比较理想的,对于成熟的极地低压类涡旋的演变过程非线性作用是主要的影响因素,所以利用理论模型或数值模拟岛屿地形和涡旋的相互作用对于极地低压和热带气旋类涡旋的发展的作用是十分重要的,该工作我们将在今后的工作中继续探讨。

致谢 作者对编辑和评审专家提出的宝贵意见和他们的辛勤劳动表示真诚的感谢。

[参 考 文 献]

- [1] Harley D G. Frontal contour analysis of a " polar low" [J]. Meteor Mag, 1960, **89**: 146-147
- [2] Fu G, Nino H, Kimura R, et al. A polar low over the Japan Sea on 21 January 1997. Part I: Observational analysis[J]. Mon Wea Rev, 2004, **132**(7): 1537-1551.
- [3] Mansfield D A. Polar lows: the development of baroclinic disturbances in cold air outbreaks [J]. Q J Roy Meteorol Soc, 1974, **100**(426): 541-554
- [4] Rasmussen E. The polar low as an extratropical CISK-disturbance[J]. Q J R Meteorol Soc, 1979, **105**(445): 531-549.
- [5] Shapiro M A, Fedor L S, Hampe l T. Research aircraft measurements of a polar low over the Norwegian Sea[J]. Tellus A, 1987, **39**(4): 272-306
- [6] Ninomiya K. Polar/comm a-cloud lows over the Japan Sea and the northwestern Pacific in winter[J]. J Meteor Soc Japan, 1989, **67**(1): 83-97.
- [7] Tsuboki K, Wakahan a G. Mesoscale cyclongenesis in winter monsoon air streams: quasi-geostrophic baroclinic instability as a mechanism of the cyclogenesis off the west coast of Hokkaido Island[J]. J Meteor Soc Japan, 1992, **70**(1): 77-93
- [8] Lee T Y, Park Y Y, Lin Y L. A numerical modeling study of mesoscale cyclogenesis to the east of Korean Peninsula[J]. Mon Wea Rev, 1998, **126**(9): 2305-2329.
- [9] Fu G. Polar Low s: Intense Cyclones in Winter [M]. Beijing: China Meteorology Press, 2001.
- [10] Yanase W, Nino H, Saito K. High-resolution numerical simulation of a polar low [J]. Geophys Res Letters, 2002, **29**(14): 1658-1662
- [11] Rasmussen E A, Turner J. Polar Low s: Meso-scale Weather Systems in the Polar Region [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2003
- [12] Wilhelm sen K. Climatological study of gale-producing polar lows near Norway[J]. Tellus A, 1985, **37**: 451-459.
- [13] Eliassen A. Slow thermally or frictionally controlled meridional circulation in a circular vortex [J]. Astrophys Norv, 1951, **5**(2): 19-60
- [14] Chaney J G, Eliassen A. On the growth of the hurricane depression[J]. J Atmos Sci, 1964, **21**(1): 68-75.
- [15] Ooyama K. A dynamic model for the study of tropical cyclone development[J]. Geophys Int, 1964, **4**: 187-198

- [16] Craig G C, Cray S L. CISK or WISHE as the mechanism for tropical cyclone intensification [J]. J A t m o s S c i, 1996, **53**(23): 3528-3540
- [17] Gray S L, Craig G C. A simple theoretical model for the intensification of tropical cyclones and polar lows [J]. Q J R M e t e o r o l S o c, 1998, **124**(547): 919-947
- [18] Emanuel K A. An air-sea interaction theory for tropical cyclones Part I Steady state maintenance [J]. J A t m o s S c i, 1986, **43**(6): 585-604
- [19] 李子良. 三维分层流动过双山脉地形激发的大气船舶重力波动力学理论和数值试验 [J]. 地球物理学报, 2007, **50**(1): 34-42
- [20] Li Z L. Solitary wave and periodic wave solutions for the them ally forced gravity waves in atmosphere [J]. J Phys A: M a t h T h e o r, 2008, **41**(14): 145-206
- [21] Li Z L, Fu G, Chen J. Periodic structures of atmospheric internal gravity wave under the influence of air-sea interaction [J]. Chaos Solitons and Fractals, 2009, **40**(2): 530-537.
- [22] Emanuel K A, Neelin J D, Bretherton C S. On large scale circulations in convecting atmospheres [J]. Q J R M e t e o r o l S o c, 1994, **120**(519): 1111-1144
- [23] Guo J T, Fu G, Li Z L, et al. Analyses and numerical modeling of a polar low over the Japan Sea on 19 December 2003 [J]. A t m o s p h e r i c R e s e a r c h, 2007, **85**(3/4): 395-412
- [24] Reale O, Atlas R. Tropical cyclone-like vortices in the extratropics: observational evidence and synoptic analysis [J]. Weather and Forecasting, 2001, **63**(2): 7-34
- [25] Martin R, Moore G W. K. Transition of a synoptic system to a polar low via interaction with the orography of Greenland [J]. T e l l u s A, 2006, **58**(2): 236-253
- [26] Moore G W K, Reader M C, York J, et al. Polar lows in the Labrador Sea: a case study [J]. T e l l u s A, 1996, **48**(1): 17-40

Topographic Effects on Polar Low and Tropical Cyclone Development in a Simple Theoretical Model

LI Zi-liang^{1, 2, 3}, FU Gang^{1, 2, 4}, GUO Jing-tian^{1, 6}
DUAN Yi-hong^{2, 5}, ZHANG Mei-gen⁴

(1. Department of Marine Meteorology Ocean University of China,

Qingdao, Shandong 266100, P. R. China;

2 Shanghai Typhoon Institute, Shanghai 200030, P. R. China;

3 State Key Laboratory of Satellite Ocean Environment Dynamics, Second Institute of Oceanography, State Oceanic Administration, Hangzhou 310012, P. R. China;

4 State Key Laboratory of Atmospheric Boundary Layer Physics and

Atmospheric Chemistry, Institute of Atmospheric Physics,

Chinese Academy of Sciences, Beijing 100029, P. R. China;

5 National Meteorological Center of China Meteorological Administration,

Beijing 100081, P. R. China;

6 North China Sea Marine Forecasting Center of State Oceanic Administration,

Qingdao, Shandong 266033, P. R. China)

Abstract The polar low and tropical cyclone type vortices over topography are assumed to be axial-symmetrical and thermal wind balanced systems which are solved as an initial value problem of linearized vortex equation set in cylindrical coordinates. The roles of sensible and latent heating, friction and topography on the structure and intensification of polar low and

tropical cyclone type vortices were analyzed. The radial velocity, vertical velocity, azimuthal velocity and the unstable growth rate including the topography effects are obtained. It is shown that the interaction between flow and topography plays a significant role for the structure and intensification of polar low and tropical cyclone system. Analysis of the topography term indicate that in the up-slope side of the mountain, the radial inflow and the vertical ascent forced by the mountain will intensify the polar low and tropical cyclone type vortex and increase the unstable growth rate. However, in the lee side of the mountain, the radial inflow and the vertical descent forced by the mountain will weaken the polar low and tropical cyclone type vortex and decrease the unstable growth rate of polar low and tropical cyclone system. In addition, the evolutionary process and spatial structure of the polar low observed over the Japan Sea on 19 December 2003 were investigated by using observational data to verify this theoretical result.

Key words topography; analytical solutions; polar low; tropical cyclone