

夜间海面上空大气边界层结构的研究

张 怀 民

周 明 煜

(中国科学院大气物理研究所, 北京)

(国家海洋局海洋环境预报中心, 北京)

摘 要

本文建立一个一维数值边界层模式, 以模拟海面上夜间大气边界层结构的基本特征及其变化规律. 用 Wangara 资料进行的数值试验表明, 该模式模拟的结果与实测结果吻合较好. 又以在西太平洋上进行的 AMEX 探测资料(1987)为初始场, 对海面上大气边界层进行数值模拟, 并比较夜间海、陆上空大气边界层结构的差异.

海-气相互作用是天气变化过程中的一种重要物理过程, 搞清其物理机制, 对提高天气预报的准确性是非常重要的. 由于实验资料的不足, 过去对此方面的研究工作做得还远远不够, 所考虑的也都是比较简单的模式. 例如, 云和雾是海面上经常出现的天气现象, 国外许多学者曾对云覆盖下的混合边界层结构做过大量的研究工作. Randall^[1] 讨论了云层内挟卷率与辐射通量的关系; Roach^[2] 等则用数值模式研究了辐射和云的关系. 以上均是针对边界层中某具体问题定常的讨论. 吴辉碇等^[3] 用两层斜压边界层模型建立了一个海上风的分层边界层模式; 类似地, 秦曾灏^[4] 把大气和海洋作为一个整体系统考虑, 把大气分别地分为近水(气)层和 Ekman 层, 根据边界连续条件来求解风的分布规律. 这种分层模式用于研究边界层内的物理过程时显得过于粗糙, 且只讨论了风的分布, 是把运动方程独立出来求解的. 本文则用一个一维边界层模式, 求解风、温、湿等的联合方程组, 来讨论大气边界层的结构及其演变规律.

一、模 式

(一) 物理模型

由于海面形状比较均匀, 本文用水平均匀的一维垂直边界层模式, 在考虑地转效应、垂直切变、长波辐射、海面蒸发和潜热、相变等过程下建立边界层内风、温、湿的预报方程组, 并在计算中将某些过程逐步引入, 以便讨论他们在边界层结构发展变化中的作用.

1. 控制方程

在忽略平流输送、分子扩散项时, 可以得到如下形式的一维边界层方程组.

$$\left. \begin{aligned}
 \frac{\partial \bar{u}}{\partial t} &= f(\bar{v} - v_g) + \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{u'w'}) \\
 \frac{\partial \bar{v}}{\partial t} &= -f(\bar{u} - u_g) + \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{v'w'}) \\
 \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{w'\theta'_v}) - \frac{1}{\rho c_p} \frac{\partial F_N}{\partial z} + \frac{L_v}{C_p} C' \\
 \frac{\partial \bar{q}_t}{\partial t} &= \frac{\partial}{\partial z}(-\overline{w'q'_t}) \\
 p &= \rho R_d T_v
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{I})$$

式中 \bar{u} 、 \bar{v} 为水平风分量， u_g 、 v_g 为地转风分量， f 为柯氏参数， $-\overline{u'w'}$ 等项为湍流量， F_N 为长波辐射通量， $\bar{\theta}_v$ 为虚位温。

$$\bar{\theta}_v = \bar{\theta} (1 + 0.608 \bar{q}_t) .$$

C' 为 t 时刻液态水的凝结率，

$$C' = (\bar{q}_t - \bar{q}_t^{-1}) / \Delta t , \quad (1)$$

\bar{q}_t 为总比湿，

$$\bar{q}_t = \bar{q}_v + \bar{q}_L , \quad (2)$$

式中，脚标 v 和 L 分别代表汽态和液态。

海面蒸发和潜热作用归结到边界条件中，蒸发通量和潜热通量的变化率用整体交换系数的方法确定。

$$E_R = E_s / H = \rho_a \cdot C_E \cdot U \cdot (q_s - q_a) / H , \quad (3)$$

$$Q_R = L_v \cdot E_R / C_p , \quad (4)$$

式中 ρ_a 为空气密度， U 、 q_a 为特征高度 H (约 10m) 上的风速和比湿， q_s 为海面比湿， L_v 为水的蒸发潜热， C_E 为无量纲交换系数，取为 1.5×10^{-3} (Smith^[5]，1980)。

2. 方程组的闭合

本文采用一阶闭合方法 (即 K 理论)，类似于 Deardorff^[6] 的参数化公式。我们把二阶矩项通过湍流交换系数和平均量的梯度联系起来。

$$\left. \begin{aligned}
 -\overline{u'w'} &= K_m \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \\
 -\overline{v'w'} &= K_m \frac{\partial \bar{v}}{\partial z} \\
 -\overline{w'\theta'_v} &= K_h \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial z} \\
 -\overline{w'q'_t} &= K_q \frac{\partial \bar{q}_t}{\partial z}
 \end{aligned} \right\} \quad (\text{II})$$

式中 K_m 、 K_h 、 K_q 分别为动量、热量及水汽的湍流交换系数。本文的计算中取 $K_h=K_q=K_m$ 。而 K_m 的参数化采用能量参数化公式。

$$K_m = c \cdot l \cdot e^{-1/2} \quad (5)$$

式中，系数 $c=0.2^{1/2}$ ，混合长 l 取Blackadar^[7]的形式

$$l = \frac{K_0(z+z_0)}{1+K_0(z+z_0)/\lambda} \quad (6)$$

K_0 为Karman常数，取为0.4；参数 $\lambda=27 \times 10^{-5} |V_g|/f$ ， z_0 为地面粗糙度。 V_g 为地转风湍流能量 e 由湍能平衡方程求出（Monin和Yaglom^[8]）。

$$\frac{\partial e}{\partial t} = K_m \left[\left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 \right] - K_h \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{\partial}{\partial z} \left[\overline{w'(e'+p'/\rho)} \right] - D. \quad (7)$$

湍流-压力输送项和耗散项的参数化采用Deardorff^[6]的形式：

$$-\overline{w'(e'+p'/\rho)} = K_0 \frac{\partial e}{\partial z}, \quad (8)$$

$$D = c_1 \overline{e}^{3/2} / l \quad (9)$$

式中， $K_0=1.2\text{km}$ ， $c_1=0.19+0.51l/\Delta z$ 。

3. 辐射传输方程

在夜间，净辐通量 F_N 为大气、下垫面长波辐射通量及下垫面反射通量的和。

$$F_N(z) = F^\downarrow(z) - F^\uparrow(z) \quad (10)$$

假设大气和云为灰体，则其长波辐射传输方程（Garratt^[9]）为

$$F^\downarrow(z) = \int_z^{H(\infty)} \beta(T(z')) \frac{\partial e(z, z')}{\partial z'} \cdot dz', \quad (11)$$

$$F^\uparrow(z) = \int_0^z \beta(T(z')) \frac{\partial e(z, z')}{\partial z'} \cdot dz' + [\epsilon_0 \sigma T_0^4 - R_0 F_0^\uparrow] [1 - \epsilon(z, 0)], \quad (12)$$

式中， $\beta(T) = \sigma T^4$ 为Planck函数， $\epsilon(z, z')$ 为 $z \rightarrow z'$ 层的长波辐射率， F_0^\uparrow 为 $F^\uparrow(z)$ 在下垫面的值。

对于有云存在的混合大气，其长波辐射为云和水汽的总辐射

$$\epsilon = \epsilon_c + \epsilon_v - \epsilon_c \cdot \epsilon_v, \quad (13)$$

式中， ϵ_c 为云的辐射率，我们取Stephens^[10]的经验公式； ϵ_v 为水汽的长波辐射率，采用Rodgers^[11]的分段公式。海面的辐射率取为0.9。

4. 定解条件

根据实测资料，下边界条件用时间的拟合函数表示，上边界取为自由上边界，初始场取实测场。

(二) 差分格式和差分方程

把参数化公式(II)代入方程组(I)中，可得到 \overline{u} 、 \overline{v} 、 $\overline{\theta}$ 、 \overline{q} 的普遍表达式(以

$\bar{\varphi}$ 为代表)

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} (K_v \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial z}) + S_0 \quad (14)$$

其中源项 S_0 代表除湍流输送项外的其他项。

1. 座标变换

根据边界层内要素的分布特征，为了较细致地描述要素的分布而又不需要太大的计算量，且使格式等间距，我们作一座标变换

$$\xi = A \cdot \ln(1 + z/z_0) + z/B \quad (15)$$

其中，取系数 $A=0.176$ ， $B=30\text{m}$ 。

方程 (14) 在 ξ 座标下为

$$\frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial t} = G \left(\frac{\partial R}{\partial \xi} \cdot \frac{\partial \bar{\varphi}}{\partial \xi} + R \frac{\partial^2 \bar{\varphi}}{\partial \xi^2} \right) + S_0 \quad (16)$$

2. 差分方程

我们采用空间中心差，时间前差公式，得到差分方程（取 $\Delta \xi = 1$ ）：

$$\varphi_i^{n+1} = a_i^n \varphi_{i+1}^n + b_i^n \varphi_i^n + c_i^n \varphi_{i-1}^n + s_i^n \cdot \Delta t \quad (17)$$

其中上标 n 代表第 n 步，下标 i 代表第 i 层。系数 a 、 b 、 c 是时空函数。

$$a_i^n = \Delta t \cdot G_i \cdot [(R_{i+1}^n - R_{i-1}^n)/4 + R_i^n]$$

$$b_i^n = 1 - 2 \cdot \Delta t \cdot G_i \cdot R_i^n$$

$$c_i^n = \Delta t \cdot G_i \cdot [(R_{i+1}^n - R_{i-1}^n)/4]$$

本文取 $\Delta t = 60$ 秒，小网格 $\Delta \xi = 1$ ，计算是稳定的。

二、计算结果与分析

(一) 数值试验

为了检验我们的模式，对 Wangara 资料^[1,2] 从第33天的18时到第34天的06时进行数值模拟，并与实测值进行比较。

1. 定解条件

Wangara 资料表明，地面温度 $T_g(t)$ 从中午到午夜接近正弦变化，从午夜到早晨接近线性变化，对实测值进行拟合得到

$$T_g(t) = \begin{cases} 8.05 + 7.35 \cos \left[\frac{\pi}{9} (t - 15) \right], & 15 \leq t \leq 24 \\ 1.7 - 0.1t, & 0 < t \leq 6 \end{cases} \quad (18)$$

式中, t 是以小时为单位的当地时间, 地面湿度 $q_g(t)$ 以线性变化表示.

地转风值由地面地转风 u_{g0} 和热成风值以二次曲线来拟合. 对 $u_g(z, t)$ 有

$$u_g(z, t) = a + bz + cz^2 \quad (19)$$

由地面地转风 $u_{g0}(t)$ 及 0—1km 及 1—2km 的热成风 $\Delta u_{g1}(t)$ 、 $\Delta u_{g2}(t)$ 得到 a 、 b 、 c 的表达式. 式 (19) 中 z 以 km 为单位.

$$\left. \begin{aligned} a &= u_{g0}(t) \\ b &= [3 \cdot \Delta u_{g1}(t) - \Delta u_{g2}(t)] / 2, \\ c &= [\Delta u_{g2}(t) - \Delta u_{g1}(t)] / 2 \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

同理可得 $v_g(z, t)$ 的表达式.

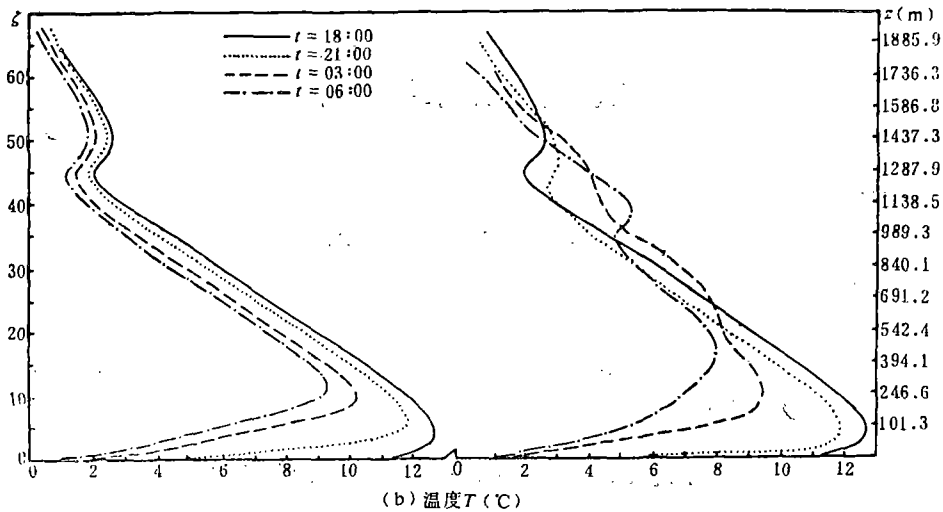
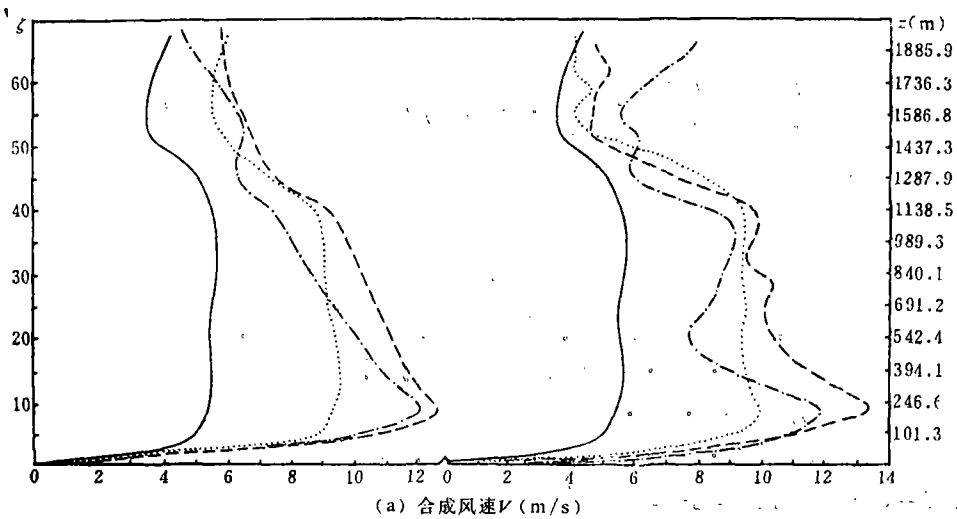


图 1 Wangara 资料的数值模拟 (左) 与实测结果 (右) 的比较

2. 模拟结果与实测结果的比较

本文模拟的水平合成风速 $V = (u^2 + v^2)^{1/2}$ 及温度 T 的分布和变化曲线与实测结果的比较如图 1 所示。从图 1a 可以看出, 模拟的风廓线及其变化与实测结果非常相似, 模拟的低空急流强度, 高度及最大值出现的时间 (分别为 $|\vec{V}|_{\max} \approx 1.28 \text{ m/s}$, $\approx 190 \text{ m}$ 及约 03 时) 与实测资料基本符合 ($|\vec{V}|_{\max} \approx 13.4 \text{ m/s}$, $\approx 200 \text{ m}$, 03 时)。从图 1b 可以看出, 除 06 时外, 模拟的各时刻的逆温强度和高度, 与实测结果也比较符合。06 时的实测逆温较模拟的弱, 高度高。有两个可能的原因: 一是由本模式中未考虑的水平平流作用引起; 二是在逆温层顶附近实测比湿较模拟值大, 且有一极大值, 因而此处具有较大的辐射降温率。总的看来, 本模式能模拟出边界层内气象要素的基本变化规律。

(二) 海面上夜间大气边界层结构及其演变的数值模拟

1. 个例的选取和定解条件

我们选取在西太平洋上进行的澳大利亚季风实验 (AMEX, 1987) 中 2 月 10 日的夜间作为模拟的例子。实验在卡奔塔利亚湾进行, 位于南纬 11.5° 。由于当天夜间从 01 时到 07 时海面降温较大 (约降 2.7°C), 因而近水层大气处于稳定层结。

温度、湿度的下边界条件, 由实测值表示成分段线性函数; 上边界为自由上边界; 地转风分布按地转风公式

$$\left. \begin{aligned} u_g &= -\frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial y} \\ v_g &= \frac{1}{f\rho} \frac{\partial p}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (21)$$

及热成风公式

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial u_g}{\partial z} &= \frac{1}{f\rho T} \left[\frac{\partial T}{\partial y} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial y} \cdot \frac{\partial p}{\partial y} \right] \approx -\frac{g}{fT} \frac{\partial T}{\partial y} \\ \frac{\partial v_g}{\partial z} &= -\frac{1}{f\rho T} \left[\frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial T}{\partial x} \cdot \frac{\partial p}{\partial x} \right] \approx \frac{g}{fT} \frac{\partial T}{\partial x} \end{aligned} \right\} \quad (22)$$

给出。海面粗糙度取 Charnock 公式 (Китайгородский, 1970)

$$z_0 = z_0(u_*) = u_*^2 / cg \quad (23)$$

式中, 取 $c = 20$ 。

以 19 时的实测场作为初始场, 进行 12 小时的数值模拟。

2. 模拟结果与实测资料的比较与分析

模拟的水平风速 V 、温度 T 的分布变化曲线与实测结果的比较如图 2 所示。从图中可以看出, 模拟结果基本上代表了气象要素的分布和变化规律; 模拟的风廓线及近水层温度廓线与实测廓线相似, 数值接近。在边界层的上部, 模拟与实测结果有些差异, 实测有增温。这种差异可能是水平平流作用加热大气引起的。宏观观测表明, 探测的整个夜晚均有云量 8 以上的云存在, 而探空处无云 (相对湿度 $< 95\%$), 云内 (下) 大气辐射冷却小,

因而环境温度高于探空处温度，平流使探空处增温。由此看出，虽然海面形状比较均一，但在边界层的上部，大气本身产生非均一性 (Le Mone^[14])，平流起着不可忽略的作用。

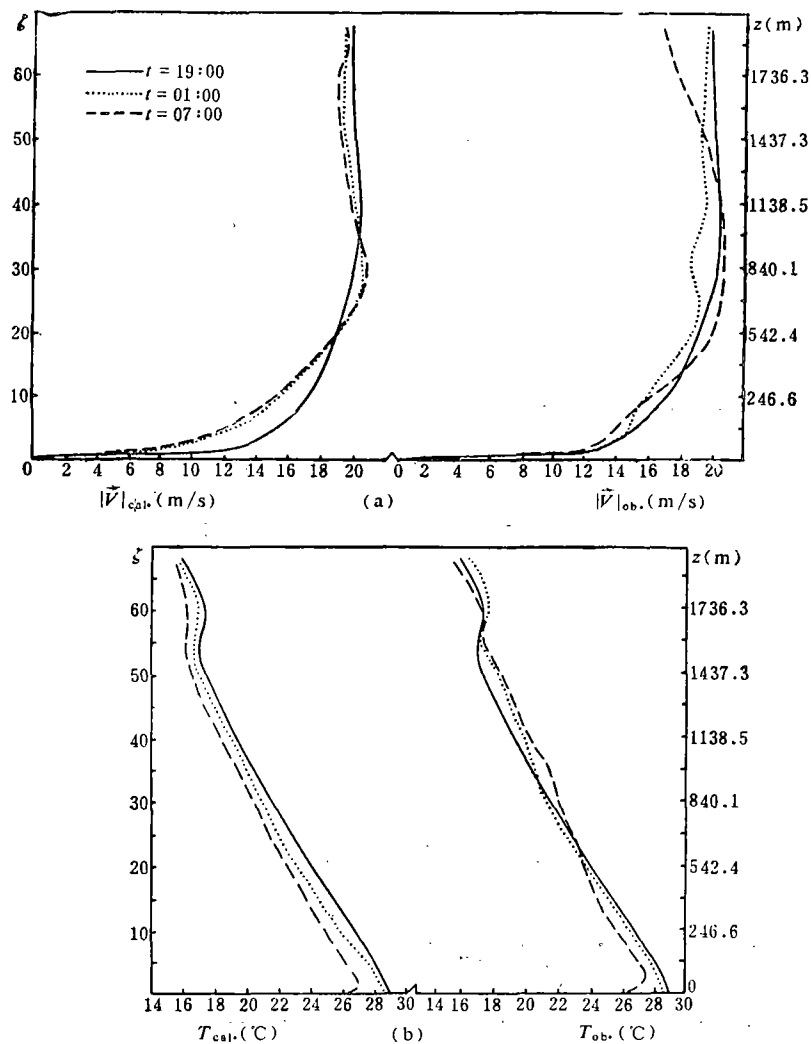


图2 AMEX的数值模拟(左)与实测结果(右)的比较
(a) 风速 (b) 温度

(三) 海、陆上空夜间大气边界层结构的比较

由于下垫面性质不同，海陆边界层结构也有所差异。

1. 低空急流

陆上边界层中低空急流的高度低，强度大，发展阶段分明；而海洋大气边界层中低空急流高度高，强度小，发展不明显。图1a表明，在陆面上，低空急流从22时开始形成，03时达极大，然后减弱；急流发展低至200m，强度大(从 V 极大到地面， $\partial v/\partial z \approx$

6.3m/s/百米)。图2a表明，海面上大气没有明显的低空急流结构，风速在800m附近才达到极大(从V极大到地面的 $\partial V/\partial z \approx 2.45\text{m/s/百米}$)。

AMEX实验和Wangara实验所得到的海、陆上空低空急流的这种差异，并不是偶然的现象，而是由其边界层结构的特点决定的。在方程组(I)中，风速的变化由两项引起，以u为例，

$$\frac{\partial \bar{u}}{\partial t} = f(\bar{V} - V_g) + \frac{\partial}{\partial z} \left(K \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} \right).$$

若湍流加速度 a_T 为零，则风的变化就是由柯氏加速度 a_f 引起的惯性振荡(Blackadar^[7], 1962)。计算的午夜时陆、海上边界层中 a_f 、 a_T 的分布如图3所示。由图可知：(1) a_T 总是与u符号相反，起减速的作用，阻碍自由振荡(从而阻碍低空急流)的形成和发展；(2) 陆面上 a_T 作用高度低，200m以上 $a_T \approx 0$ ，风接近自由振荡，从而在200m处形成较强的低空急流；(3) 海面上 a_T 作用高度高，一直到700m以上，且700m以下气层内的 a_T 作用不亚于地转作用，这就说明了为什么海面上低空急流不易发展。

地理位置也是影响低空急流发展的一个因子。比较两个计算的例子，海面的例子(南纬11.5°)比陆面例子(南纬34.5°)更接近赤道，地转作用更弱，惯性振荡更小。

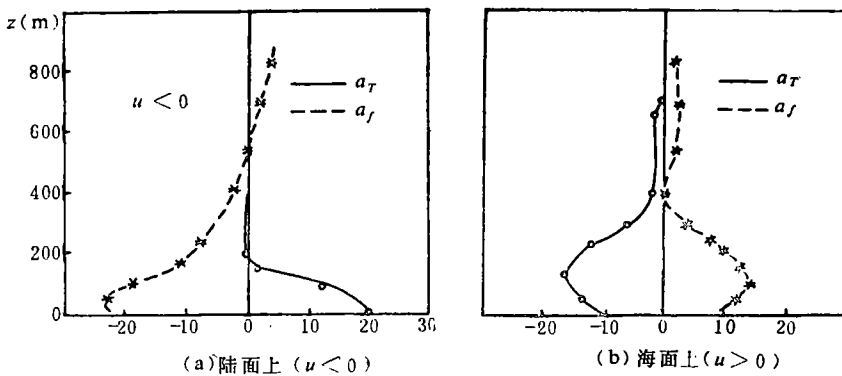


图3 计算的午夜时陆、海上边界层中 a_f 、 a_T 的分布

2. 热力层结和稳定度

在近地(水)层，陆面大气较海面大气有更加稳定的层结。日落后，陆面即开始迅速的长波辐射降温，形成较强的、不断抬升的逆温层(图1b)；而在海面上，由于海水有较大的热容量及海水流动，海面降温较慢，01时还没有形成逆温，直到07时，才在20m以下形成一弱小的逆温层(强度为+3.5°C/百米，图2b)。

以Richardson数 R_i 作为稳定度参数，其分布如图4所示。陆面上近地层大气有一强稳定层(与逆温对应)，而海面上大气接近中性分布，午夜前 $R_i < 0$ ，到06时 $R_i > 0$ 。

对应于 R_i 分布及风、温廓线，计算的湍流交换系数的分布如图5所示。图5表明，在低层，陆上大气的湍流作用弱于海面上，它在近地面约200m处有一极弱湍流区(由逆温造成)，形成 K_m 的双峰值结构；而海面上大气的湍流交换系数只有单峰值。

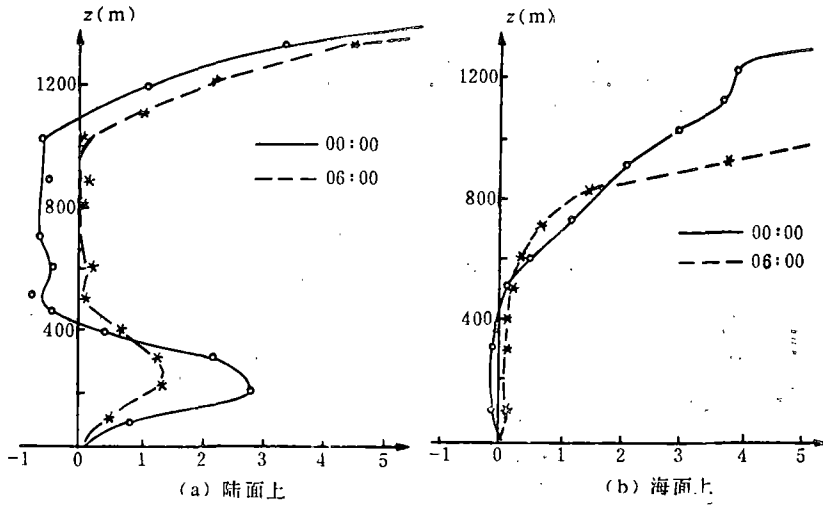


图 4 理查逊数 R_i 的分布变化曲线

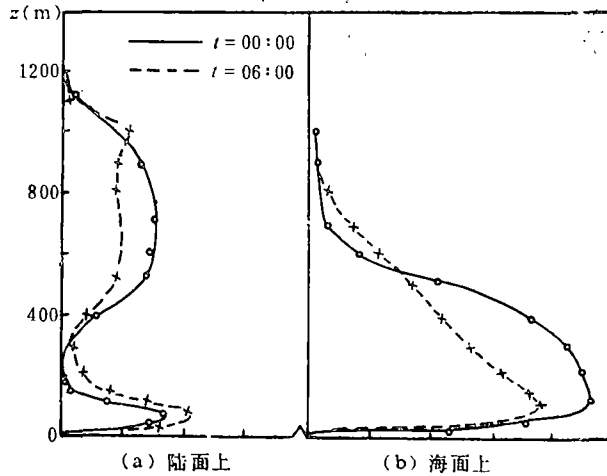


图 5 湍流交换系数的分布变化曲线

横坐标 (a) 上4点分别为0, 0.25, 0.5, 0.75,

(b) 上5点分别为0, 0.5, 1.0, 1.5, 2.0 (m^2/s)

3. 湿度

海面上大气较陆面大气具有较大的湿度。AMEX的比湿在 $15g/kg$ 左右，而Wangara的比湿仅为 $3.0g/kg$ 左右。海面上大气湿度经常近饱和、饱和，甚至过饱和，有利于云和雾的形成。

4. 辐射降温率

计算的长波辐射降温率，

$$R = - \frac{1}{\rho C_p} \frac{\partial F_N}{\partial z}, \quad (25)$$

如图 6 所示。图中标出了相应高度上的温度值。我们知道，在其他条件相同的情况下，大

气温度愈高，其长波辐射降温率亦愈大。图 6 却显示出，虽然海面上大气温度高于陆面上，但其辐射降温率却小于后者，这是由于前者湿度较大。由此可见，水汽在大气的辐射过程中起着非常重要的作用。它吸收长波辐射，具有“温室效应”。

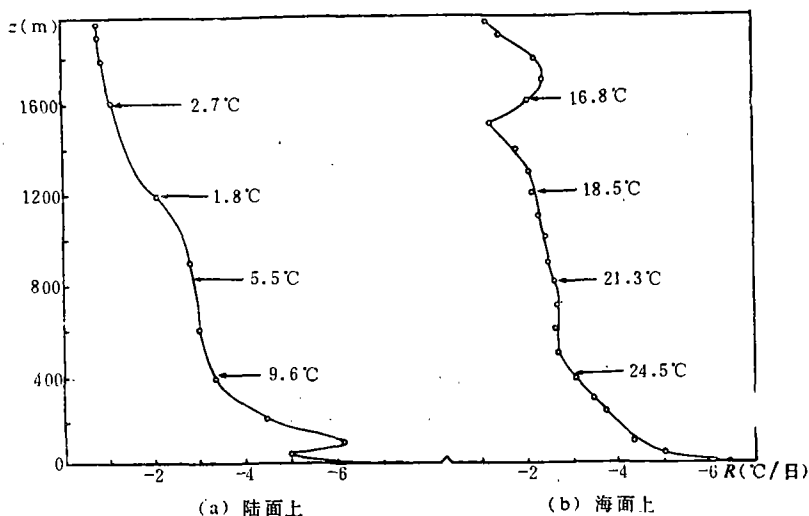


图 6 计算的长波辐射降温率的分布(00时)

图 6 还表明，陆上大气辐射降温率 R 在近地层有一极值，它与接地逆温相对应， R 的极大值在逆温层顶附近。

5. 粗糙度 z_0 ，空气密度 ρ 及其分布

海面粗糙度与浪高（进一步言，与风速、层结等）有关，是时间的函数；陆面粗糙度与下垫面状况有关，是定常的。在模拟的例子中，海面粗糙度（ $z_0 \approx 0.2\text{cm}$ ）比陆面粗糙度（ $z_0 \approx 1\text{cm}$ ）小约一个量级。

由于海面上湿度较大，而水汽分子量又较干空气为小，所以海面上空气密度 ρ_s 较陆面上空气密度 ρ_l 为小。若用指数函数表示，则有

$$\rho_s = 1.14e^{-0.85 \times 10^{-4} z}, \quad (26)$$

$$\rho_l = 1.25e^{-1.10 \times 10^{-4} z}. \quad (27)$$

式中， z 以 m 为单位。从式 (26)、(27) 可见，海上空气密度的减小较陆面上为慢。

6. 湍流能量平衡

计算的湍流能量平衡方程中的切变产生项 M ，浮力项 B ，湍流-压力输送项 T 及耗散项 D 的分布如图 7 所示。图中表明，陆面上近地层大气湍能主要是 D 项、 B 项和 M 项的平衡， T 项作用很小， B 项起着耗散的作用，且湍流只发展到 200 m 高度。而海面上的近水层大气，湍能主要是 D 项和 M 项的平衡， T 项和 B 项作用都很小，浮力起生成的作用，即层结是热力不稳定的（除东海面附近），且湍流一直发展到 700 m 高度。

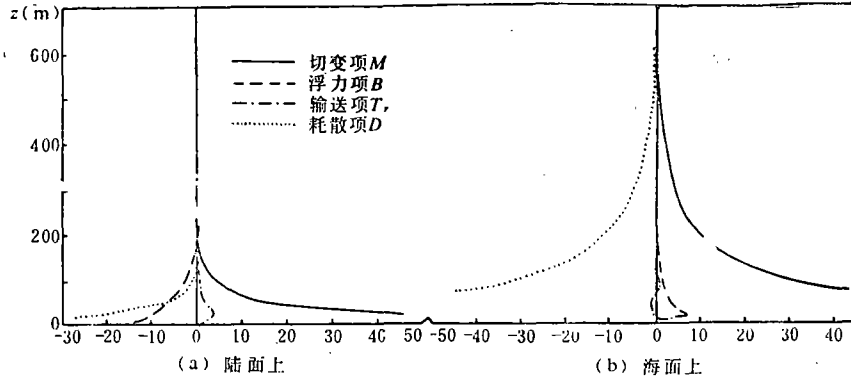


图 7 计算湍流能量平衡过程中产生各项分布

(四) 海面蒸发和潜热的作用

对边界层方程组 (I) 分别包括和去掉海面蒸发及潜热求解, 所得温度廓线如图 8 所示. 图 8 表明, 在边界层结构的发展中, 海面蒸发过程起着重要的作用. 海面水汽蒸发使海面释放潜热, 海面降温 (很少); 通过湍流作用把水汽输送给大气, 近水面大气辐射降温率减小. 这对近水层逆温的形成起着重要的作用.

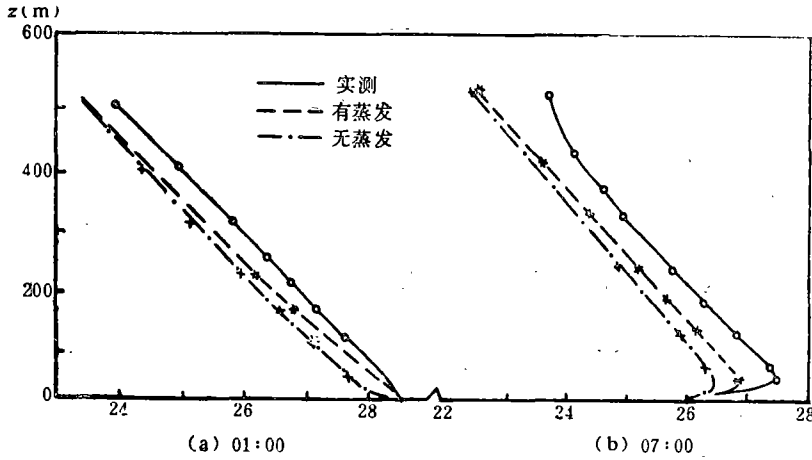


图 8 温度廓线

三、结 论

与陆面上大气不同, 夜间海面近水层大气经常处于近中性层结, 强逆温不易形成; 海面上大气的湍流交换较陆面上为强, 且发展高度高. 在夜间, 海面上不易形成低空急流, 风极大出现在较高的高度上. 海面上大气的湍能平衡方程中, 主要是机械生成项 M 和耗散项 D 的平衡, 热力项 B 和湍流-压力输送项 T 作用很小. 夜间海面大气具有较陆面大气小的长波辐射降温率, 且其垂直分布在近水层没有峰值结构 (与陆面大气不同). 最后, 海面

水汽蒸发和潜热，在近水层大气边界层结构的发展过程中起着不可忽视的作用。

参 考 文 献

- [1] Randall, D. A., Entrainment into a stratocumulus layer with distributed radiative cooling, *J. Atmos. Sci.*, **37** (1980), 148—159.
- [2] Roach, W. T. and A. Slingo, A high resolution infrared radiative transfer scheme to study the interaction of radiation with cloud, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **105** (1979), 603—604.
- [3] 吴辉琰等, 海上风的边界层模式, *海洋学报*, **1** (1979), 1: 39—51.
- [4] 秦曾颢, 海-气相互作用与海流、风暴潮, *海洋学报*, **1** (1979), 1: 17—38.
- [5] Smith, S. D., *J. Phys. Oceanogr.*, **10** (1980), 709—726.
- [6] Deardorff, J. W., Stratocumulus-capped mixed layers driven from a Three-dimensional model, *Bound. Layer Met.*, **18** (1980), 4: 495—527.
- [7] Blackadar, A. K., The vertical distribution of wind and turbulent exchange in a neutral atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **67** (1962), 3095—3102.
- [8] Monin, A. S. and A. N. Yaglom, Statistical fluid mechanics, *Mechanics of Turbulence*, **I** (1971), 373—412.
- [9] Garratt, J. R. and R. A. Brost, Radiative cooling effects with and above the nocturnal boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **38** (1981), 12: 2730—2746.
- [10] Stephens, G. L., Radiation profiles in extended water clouds II: parameterization scheme, *J. Atmos. Sci.*, **35** (1978), 2123—2132.
- [11] Rodgers, C. D., The use of emissivity in atmospheric radiation calculations, *Quart. J. R. Met. Soc.*, **93** (1966), 43—54.
- [12] Clarke, R. H., The Wangara Experiment, *Boundary Layer Data*, Commonwealth Scientific Industrial Research Organization, Australia, 1971.
- [13] Китайгородский, С. А., Физика Взаимодействия Атмосферы и Океана, Глава 2, 1970.
- [14] Le Mone, M. A., *The Marine Boundary Layer*, in Workshop on Planetary Layer, edited by Wyngarrd, 1980.