

非定常天气海面通量特征

苗曼倩 张雷鸣

(南京大学大气科学系)

提 要

本文研究了天气尺度系统(如冷锋)过境时的海面通量特征及计算通量的方法.发现冷锋前几小时的暖区内,湍流切应力急剧增大,总体输送系数 C_D , C_H 出现突变,与地面风速的突然增加是同步的.这是地转适应过程在边界层内的一种响应,为海面上动力学过程的研究提供了重要信息.

关键词: 非定常天气; 海面通量.

一、引 言

研究海-气相互作用须定量地描写发生在大气与海面之间的各种过程.对于动量、热量和水汽交换过程,大气环流模式研究者常采用总体输送系数(C_D , C_H 和 C_E)表示的参数化公式,且又通常将它们取作常数,也即忽略了它们的空间和时间差异.显然,这样做并不合理,在陆面上,不同植被或下垫面性状,自然应当有不同的陆-气间的各种通量交换.即使在人们认为均匀的海面上,由于海洋上部的物理性质是不均匀的,譬如海浪、洋流等,海-气之间的各种通量交换也不尽相同. Francey 和 Garratt^[1]指出: 网格尺度上的输送系数的准确性取决于水平风速非均匀的程度以及风速、温度和湿度场的时间变化情况,并认为当水平不均匀性不大于每100公里几m/s,几度和几g/kg时,才可以当作是水平均匀的.因此,如何利用一些常规资料来计算局地的 C_D , C_H 和 C_E 以及研究它们随时间的演变,是应当引起注意的问题.

近年来,拟定常天气背景下海面通量特征已有很多研究^[2-3].然而对于天气尺度和中尺度系统过境条件下地-气之间的通量交换特征极少有人研究,首先是因为缺乏这方面的观测资料,其次从理论上尚未解决在这种条件下确定这些通量的方法.

本文就上述问题,利用 AMTEX 期间于 $24^{\circ}20'N$, $124^{\circ}10'E$ 的 Miyako 和 Talama 两处之海面边界层观测资料,对适用于拟定常条件下的廓线法作了进一步改进和验证,然后,将它推广应用于天气尺度系统过境的非定常条件,对这种时段的海面通量特征和计算海面通量的方法作了初步的探讨.

二、资 料

AMTEX 是气团变性性试验的简称,于1974年和1975年两年的2月—3月在中国

1988年10月30日收到,1989年2月10日收到修改稿.
本文系国家自然科学基金资助项目.

海和日本海面上进行, 旨在研究冬季大陆上冷气团进入暖海面上的变性问题. 在该研究中设有海面边界层平均风、温廓线观测和少量的脉动场的测量. 测站的位置在 24°N , 123°E , 它的西面很靠近台湾岛. 试验期间, 一个较强的冷高压位于测站北方, 对于研究气团变性期间的边界层特征而言, 测站位置不甚理想, 很少几次有系统经过该站, 故可供分析的个例不多.

三、方 法

前面已讲过, 我们是把定常条件下计算通量的方法引用到天气尺度系统过境的条件. 那么首先应当对当前定常条件下的三种方法作一比较. 通量确定之后, 只需运用总体输送关系

$$C_D = \frac{\tau}{\rho u_{10}^2}, \quad (1)$$

$$C_H = \frac{H}{\rho C_p u_{10} (\theta_s - \theta_{10})}, \quad (2)$$

便可获得 C_D , C_H 值(由于湿度资料太少故略去 C_E 的结果). 其中 τ , H 分别为动量和热量通量.

当前确定海-气通量交换的方法有湍流统计相关法、廓线法和外参数法. 这三种方法所用到的外场观测资料是不同的, 它们分别采用湍流脉动资料、近地层内水平平均风速与温度的垂直梯度资料和大气边界层的外参数(地转风速, 地面粗糙度和总体理查孙数等天气尺度资料). 虽然从理论上讲, 湍流统计相关法应当比较精确, 但在海洋上不可能设立很多观测点并安装高精度的脉动量测量仪器, 况且在海浪的影响下, 有时仪器感应部分受海水污染而精度下降^[1]. 因此, 利用平均场资料确定通量方法的探索工作是至关重要的. 所以我们利用 AMTEX 资料对三种方法作比较是有实际价值的.

用湍流统计相关法计算 AMTEX 期间的 τ , H , C_D , C_H 的工作已由 Francey 和 Garratt^[1] 给出了. 这里只简述一下其余两种方法和我们做的改进.

1. 廓线法

当外场观测只能获得几个高度上的平均风速和温度的梯度资料时, 那么根据梯度输送理论, 物理量的通量 F_A 可以表示为

$$F_A = -\rho K_A \frac{\partial \bar{A}}{\partial z}, \quad (3)$$

这里 A 可以是 $\bar{u}$, 也可以是 $\bar{\theta}$. 在近地层中, 涡动扩散系数 K_A 可以写成

$$K_A = k u_* z / \varphi_a(z/L), \quad (4)$$

k 为卡曼常数 0.4. 由 Monin-Obukhov 相似理论, 无量纲风速梯度和温度梯度可表示为

$$\frac{kz}{u_*} \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} = \varphi_m\left(\frac{z}{L}\right), \quad (5)$$

$$\frac{kz}{\theta_*} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} = \varphi_H\left(\frac{z}{L}\right). \quad (6)$$

则动量通量和感热通量可写成

$$\tau = \rho u_*^2, \quad (7)$$

$$H = -\rho C_p u \cdot \theta, \quad (8)$$

积分(5)、(6)式可以得到.

$$u = \frac{k[u(z_2) - u(z_1)]}{\ln \frac{z_2}{z_1} - \psi_m(\frac{z}{L})}, \quad (9)$$

$$\theta = \frac{k[\theta(z_2) - \theta(z_1)]}{\ln \frac{z_2}{z_1} - \psi_H(\frac{z}{L})}. \quad (10)$$

于是(1)、(2)式可改写成

$$C_D = \frac{k^2}{\ln \frac{z}{z_0} - \psi_m(\frac{z}{L})}, \quad (11)$$

$$C_H = \frac{k^2}{\left[\ln \frac{z}{z_0} - \psi_m(\frac{z}{L}) \right] \left[\ln \frac{z}{z_T} - \psi_H(\frac{z}{L}) \right]}, \quad (12)$$

其中

$$\psi_m(\frac{z}{L}) = 2 \ln \frac{1+x}{2} + \ln \frac{1+x^2}{2} - 2 \arctan(x) + \frac{\pi}{2}, \quad \left. \vphantom{\psi_m(\frac{z}{L})} \right\} \frac{z}{L} < 0$$

$$\psi_H(\frac{z}{L}) = 2 \ln \frac{1+y}{2},$$

$$\psi_m(\frac{z}{L}) = \psi_H(\frac{z}{L}) = -5 \frac{z}{L}, \quad \frac{z}{L} > 0$$

$$x = \varphi_m^{-1}(\frac{z}{L}),$$

$$y = \varphi_H^{-1}(\frac{z}{L}).$$

在海面上 z_2 (和 z) 可以取 10 m, z_1 取为 z_0 和 z_T , z_0 是粗糙度高度, 满足 $u(z_0) = 0$, z_T 是特殊高度, 满足 $\theta(z_T) = \theta_s$, θ_s 是海面气温. 海洋上与陆地不同, z_0 和 z_T 不再是常数, 我们采用 Garratt^[3] 公式

$$z_0 = \frac{v}{9u}, \quad u_{10} \leq 5 \text{ m/s} \quad (\text{称光滑流}), \quad (13)$$

$$z_0 = \frac{0.0144u^2}{g}, \quad u_{10} > 5 \text{ m/s} \quad (\text{称粗糙流}), \quad (14)$$

$$z_T = 7.4 z_0 e^{-2.46(u_{10}/v)^{1/4}}, \quad (15)$$

其中 v 为空气的粘滞系数取为 $0.132 \times 10^{-4} \text{ m}^2/\text{s}$.

求解以上公式, 须给出 $\varphi(\frac{z}{L})$ 的形式和 L 值, 一般做法是把陆地上的 $\varphi(\frac{z}{L})$ 公式推广应用于海面上. 本文采用 Businger-Dyer 公式^[4], 而 L 值可以由梯度理查孙数 Ri 计算, 也可以采用迭代法计算(详见文献[5]), 这样可以精确地确定 L 值. 由于 z_0 和 z_T 均是 u 的函数, 所以本文在精确确定 L 值以后, 再一次采用迭代法, 即先给出一个 z_0 的初

值, 代入(9)式, 再由(13)式或(14)式得到 $z_0^{(2)}$ 作为二级近似, 重复上述过程直至 u , 收敛达到一定精度.

2. 外参数法

当缺乏上述的外场观测资料, 而只知道边界层顶部的地转风速 G , 温度 T_G 和海面温度时, 可以借助于全边界层的相似理论——阻力定律

$$\ln R_0 = B(\mu) - \ln u_* / G + \sqrt{\frac{k^2}{(u_* / G)^2} - A(\mu)}, \quad (16)$$

$$\frac{\theta_*}{\Delta\theta} = \frac{k}{\ln\left(\frac{u_*}{G} R_0\right) - C(\mu)}, \quad (17)$$

其中 $A(\mu)$, $B(\mu)$, $C(\mu)$ 采用 Arya^[6] 的结果.

当 $\mu \geq -50$ 时

$$\left. \begin{aligned} A(\mu) &= 1.01 - 0.105\mu - 0.00099\mu^2 + 0.00000081\mu^3, \\ B(\mu) &= 5.14 + 0.142\mu + 0.00117\mu^2 + 0.0000033\mu^3, \\ C(\mu) &= -2.95 - 0.346\mu - 0.00187\mu^2 + 0.00000211\mu^3. \end{aligned} \right\} \quad (18)$$

当 $\mu < -50$ 时

$$A(\mu) = 3.69, \quad B(\mu) = 1.38, \quad C(\mu) = 7.01, \quad (19)$$

其中稳定度参数 μ 和总体理查逊数 $S = \frac{g}{T_*} \frac{\Delta\theta_G}{fG}$ 的关系, 采用 Yordanov 等人^[7] 给出的公式

$$\left. \begin{aligned} \mu &= 0.147 S, & S > 0, \\ \mu &= \left(\sum_{i=0}^j C_i \tilde{R}_0^i \right) S, & S < 0, \end{aligned} \right\} \quad (20)$$

其中 $\bar{R}_0 = \lg R_0$, R_0 为 Rossby 数 ($= G / z_0 f$). z_0 仍用(13)和(14)式, $C_0 = 1.057$, $C_1 = -0.23$, $C_2 = 0.021$, $C_3 = -6.66 \times 10^{-4}$, $\Delta\theta_G = \left(T_G \times \left(\frac{1000}{850} \right)^{0.288} - T_* \right)$, T_G 取 850hPa 的温度. 因为 R_0 中仍隐含 u_* , 故仍运用迭代法. 由此可以算出海面的 u_* , θ_* 和 10m 高的风速, 从而可以算出海面通量和 C_D , C_H 值.

以上的温度均进行了湿度订正.

四、结果分析

首先, 按上述方法计算了定常条件下 C_D , C_H 值, 考虑到海面与陆地不同, 海水温度少变, 不会出现因太阳辐射周日变化而引起的近海面大气层结的周日变化. 而粗糙度 z_0 却是多变的, 风速改变引起海浪变化, 从而导致海面摩擦应力 ρu_*^2 变化. 而 z_0 是 u_* 的函数, 所以 C_D , C_H 虽是无量纲量, 但隐含着与风速有关. 本文用风速的线性和幂次律两种形式对上述结果进行拟合, 其结果列入表 1 和表 2.

其中下标 N 代表近中性情况. 由表可见, 对于 C_D (或 C_{DN}), 三种方法给出的关

表 1 C_D , C_H 与 u_{10} 呈线性关系的经验公式

湍流脉动相关法*	廓线法	外参数法
$10^3 C_D = 1.00 + 0.078 u_{10}$ (± 0.14) (± 0.016)	$10^3 C_D = 1.0496 + 0.0427 u_{10}^{**}$ ($r = 0.997$)	$10^3 C_D = 0.9352 + 0.0414 G$ $10^3 C_D = 0.846 + 0.0653 u_{10}$
$10^3 C_{DN} = 0.77 + 0.085 u_{10}$ (± 0.13) (± 0.014)	$10^3 C_{DN} = 0.638 + 0.0764 u_{10}$ ($r = 0.928$) ($s = \pm 0.23$)	$10^3 C_{DN} = 0.7231 + 0.0422 G$ $10^3 C_{DN} = 0.7518 + 0.0638 u_{10}$
$10^3 C_H = 0.68 + 0.081 u_{10}$ (± 0.15) (± 0.01)	$10^3 C_H = 0.953 + 0.026 u_{10}$ ($r = 0.742$) ($s = \pm 0.29$)	$10^3 C_H = 1.182 + 0.008 G$ $10^3 C_H = 1.159 + 0.0126 u_{10}$
$10^3 C_{HN} = 0.48 + 0.083 u_{10}$ (± 0.11) (± 0.013)	$10^3 C_{HN} = 0.945 + 0.0227 u_{10}$ ($r = 0.903$) ($s = \pm 0.25$)	$10^3 C_{HN} = 0.9465 + 0.0189 G$ $10^3 C_{HN} = 0.9058 + 0.0298 u_{10}$

* Francey 和 Garratt (1978) 给出的公式。

** 赵鸣学根据 AMTEX 资料得到的公式。

表 2 C_D , C_H 与 u_{10} 呈幂次律关系的经验公式

湍流脉动相关法*	廓线法
$10^3 C_D = 0.51 u_{10}^{0.46}$	$10^3 C_D = 0.479 u_{10}^{0.469}$ ($r = 0.924$) $10^3 C_H = 0.818 u_{10}^{0.112}$ ($r = 0.709$) $10^3 C_{HN} = 0.796 u_{10}^{0.169}$ ($r = 0.950$)

系基本一致。对于 C_H (或 C_{HN})，廓线法与外参数法结果相近，而与统计相关法的斜率有些差别 (见图 1)。后者的 C_H (或 C_{HN}) 与 u_{10} 的依赖关系和 C_D (或 C_{DN}) 与 u_{10} 依赖性相同，而另二种方法得到的 C_H 与 u_{10} 的依赖性比 C_D 弱些，这是合理的。因为 C_D 是表征湍流摩擦产生的拖曳作用，它只取决于动力原因，而 C_H 是表征热量交换的输送系数，既和动力作用有关，也和热力作用有关。风速增大导致 z_0 变大，但 z_T 却减小。从 (12) 式分母看，第一项使 C_H 增大，而第二项则使 C_H 减小，两者综合结果 C_H 对 u_{10} 的依赖性应当弱于 C_D 。Francey 等给出的 C_H 和 C_D 公式中 u_{10} 前的系数相当，可能是因为 AMTEX 期间测量温度脉动的感应部分常受海水污染，风浪越大，污染越严重。感应头受污染后使热量通量值偏高，造成 C_H 的计算值十分离散 (详见文献 [1])。

本文廓线法给出的 C_H 公式与 Coantic^[8] 得到的关系式 $10^3 C_H = 1.0 + 0.05 u_{10}$ ($10 \text{ m/s} < u_{10} < 20 \text{ m/s}$) 很吻合。按本文公式 C_H 的平均值为 1.212×10^{-3} (当 $5 \text{ m/s} < u_{10} < 15 \text{ m/s}$)，或 1.397×10^{-3} ($5 \text{ m/s} < u_{10} < 20 \text{ m/s}$)，这数值与多数研究者用其它洋面上资料获得的结果是符合的。

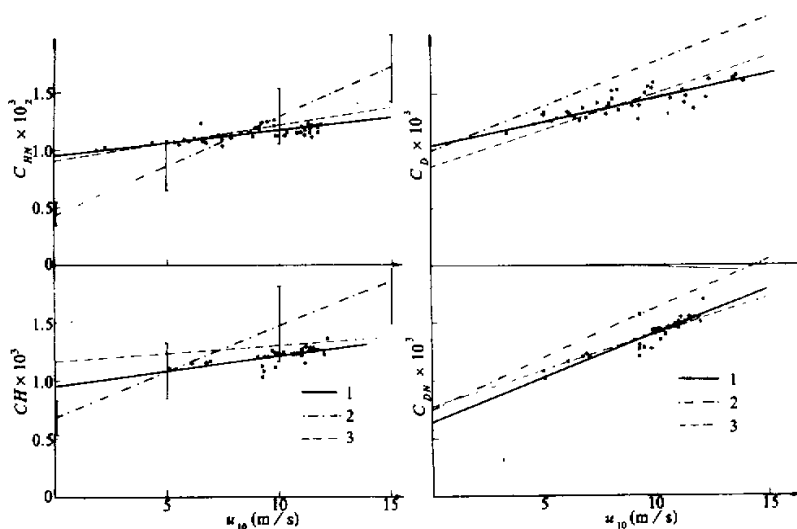
图 1 中竖杆给出了 Francey 等人的公式的偏差范围。可见，风速在 $5 \text{ m/s} - 15 \text{ m/s}$ 区域内，廓线法和外参数法计算值均落在统计相关法计算值的波动范围内。

表 3 给出表 1 和表 2 各公式计算值之间相对偏差，其定义为 $E_i = (C_i - C_e) / C_e$ ， C_e 为统计相关法的计算值， C_i 代表其它方法的计算值，表中负号表示 $C_i < C_e$ ，可见当 $5 \text{ m/s} \leq u_{10} \leq 15 \text{ m/s}$ 时，相对偏差在 25% 以内。

至此，可以认为用近地层相似理论来预测海面的动量通量和感热通量的方法是一种精度可以与统计相关法相比较的方法，而前者只需要平均场资料，当然在计算过程中引

表 3 相对误差

u (m/s)		5.0	10.0	15.0
E_i (%)				
$E_{\text{内}}$	C_D	-13.9	-17.0	-22.0
	C_{DN}	-11.2	-12.0	-13.4
$E_{\text{外}}$	C_D	-14.3	-15.7	-15.6
	C_{DN}	-10.6	-14.2	-15.1
$E_{\text{内}}$	C_H	3.3	-16.9	-25.4
	C_{HN}	23.0	-8.4	-25.4
$E_{\text{外}}$	C_H	8.1	-11.5	-29.1
	C_{HN}	22.9	-5.9	-25.7

图 1 廓线法和外参数法得到的 C_D, C_H 的线性拟合结果 (以曲线 1, 3 表示),黑点是廓线法计算的 C_D, C_H 值, 曲线 2 是 Francey 公式计算结果

用了由陆地上试验给出的 B-D 公式, 这将会带来多少误差还有待于进一步探讨. 利用外参数法计算 C_D, C_H 或通量值也是可行的方法, 尤其是在不具备海面上近地层梯度观测条件时, 可用 850 hPa 的风速、温度和海面气温资料即可计算.

本文用廓线法对 C_D, C_H 与 $u_{10}, \Delta\theta (= \theta_s - \theta_{10})$ 关系作了敏感性试验 (见图 2 所示). 当冷空气流入暖海面时, C_D, C_H 对 $\Delta\theta (= \theta_s - \theta_{10})$ 变化反应迟钝, 呈常数 (见图 2 中 (a), (b)), 而且风速越大 C_H 趋于同一常数 (1.2×10^{-3}). 这可能是风速越大越接近中性层结, 浮力作用退居次要地位 (在本文中均没有考虑热对流的存在). 对于暖空气流到冷海面上, 则 C_D, C_H 随 $|\Delta\theta|$ 增大而减小, 风速愈小这种减小愈明显. 因为此时近地层呈逆温状态, 抑制了湍流运动. 反之风速变大并超过 10 m/s 时, 层结转换为中性, C_D, C_H 随 $|\Delta\theta|$ 的增大并趋于常数. 关于海面粗糙度的动力作用由图 2 (C), (D) 表明. 对于粗糙流 (风

速 $>5\text{m/s}$),当 $\Delta\theta>0$ 时, C_H 近似为常数, C_D 随 u_{10} 线性增加,这与大量观测实际符合.当 $\Delta\theta<0$ 时即如同前面讨论冷海面情况的讨论.

对于光滑流,海—气温差与风速对 C_D 及 C_H 的影响较复杂,待进一步积累资料.但有一点是清楚的,即风速小于 5m/s 时,在 C_D 和 C_H 计算中必须考虑层结的影响.

第二,天气尺度系统过程中海面通量的特征.当系统过境时,如何确定通量的方法本身就是值得探索的问题.本文暂且把上述的廓线法推广应用到非定常条件,然后与湍流脉动统计相关法的结果进行比较.但是由于天气系统往往伴随有降水和大风,使一些测量仪器,(尤其是测量脉动量的仪器)不能正常工作,所以可供分析的个例受到限制.

本文选用了1974年2月19日—20日及2月22日—24日两个过程.图3是22—24日个例的有关地面天气图.图4(a),(b)是这两个个例的 C_D 、 C_H 、 R_i 、 u_{10} 、地面气压 P

和风向的时间序列.图5是海面湍流切应力的时间序列.

图3(a)为23日06时天气图,冷锋已逼近测站.由于测站附近等压线的方向不平行于锋面,在冷锋过境前后,风向无明显的切变,冷锋约在10:00—11:00时移过测站(见图3(b)).对应图4(b)可见从23日06:00开始风速明显增大,这期间 C_D 、 C_H 值有一个显著的突变,以后缓慢地有所下降. C_D 、 C_H 的突变与海面上风速的忽然增大和海面附近梯度理查孙数 R_i 趋于中性状态的数值($R_i\rightarrow 0$)是同步发生的.在相应的时刻,湍流切应力(即动量通量)也有一个急剧增大的现象(见图5).19—20日个例(天气图略)也是如此.从图4(a)中风向变化可以知道冷锋于08:00经过测站,04:00—07:00 C_D 、 C_H 值有一突变,对应图5中湍流切应力也呈急剧增加状态.再看,图4(b)中24日09:00—20:00,出现大的变压时段.23日12:00和24日00:00天气图上可以看到测站东测北纬 30° 附近低压在发展,并有东移的趋势,此时测站北面的1020hPa等压线将南压,于18:00到达测站.所以测站的地面气压变化较大,此外测站北面有一风速切变线,于24日09:00紧靠测站,使动量得到辐合,海

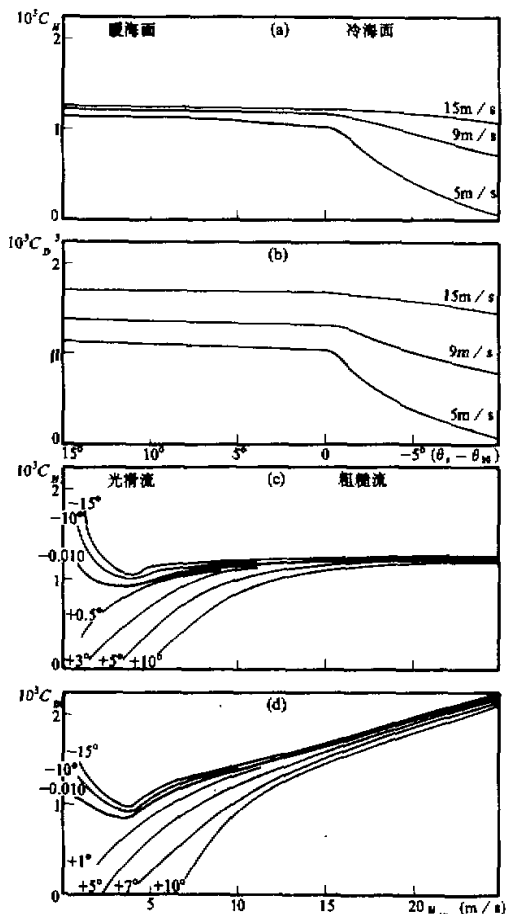


图2 整体输送系数与 $(\theta_s - \theta_{10})$ 及 u_{10} 的关系

变化较大,此外测站北面有一风速切变线,于24日09:00紧靠测站,使动量得到辐合,海

面湍流切应力急剧增大, C_D 、 C_H 值也有反应, 可见海面动量通量值对于天气系统的变化是敏感的。

图 5 的三个实例都表明, 当系统来临, 边界层顶的气压梯度改变, 那里的风速也发生变化。由大尺度地转适应理论^[9], 大气边界层上界风速随时间 t 的演变可以用公式 $u = P - \theta e^{-\alpha t}$ (或 $u = P + Qe^{\alpha t}$) 表示。当 $t \rightarrow \infty$ 则上界风速趋于定常值。若上界风速随 t 呈增加状态, 那么计算表明^[10], 无论大气是正压还是斜压, 均使 u_* / G 值先短暂增大, 而后逐渐减小并趋于定常时的数值。图 5 给出的个例中, 冷锋前后动量通量的变化过程恰好反映了这种地转适应过程。

关于 C_D 、 C_H 的突变过程, 实质上是因为在锋前暖区内, 风速很小 ($< 5 \text{ m/s}$), 近地层 $R_i > 0$, 层结呈逆温分布的稳定状态, 湍流受到抑制, 反映湍流通量输送的 C_D 、 C_H 也应当小些。这正如前面敏感性试验中讨论的情况。当 $R_i > 0.15$ 时 C_D 、 C_H 变得很小 (见图 4 中点线所示)。在锋面临近时风速忽然增大, 海面附近空气流动由光滑流向粗糙流过渡, 层结由稳定向中性或不稳定转换, 故 C_D 、 C_H 出现突变。这也证实了对于光滑流和气温高于海面温度的情况下, 不可忽略对 C_D 、 C_H 的层结订正。

图 5 中, 在给出用廓线法计算的切应力值的 (记作 τ_b) 同时, 还给出用湍流脉动统计相关法的计算值 (记作 τ_c)。图中三个个例的 τ_b 和 τ_c 的变化趋势是一致的。在冷锋前 2—3 小时左右, 动量通量都有一个明显的跳跃。在切应力上升阶段, τ_b 值增大似乎比 τ_c 值增大滞后些, 或者说最初时刻廓线法计算的 τ_b 值有过低估计现象 (见图 5 中 20 日 07:00、23 日 07:00、24 日 11:00 和 1975 年 27 日 17:00)。于是, 在冷锋前, τ_c / τ_b 值会有一个明显的高值 (见图 5 上半部), 比值可达 2.0—3.0 甚至大于 3.0。从现有的资料虽然还不足以定量地说明该比率特征, 但足以说明这比率的突然增加发生在锋面过境前的几小时之内。这是值得注意的现象。

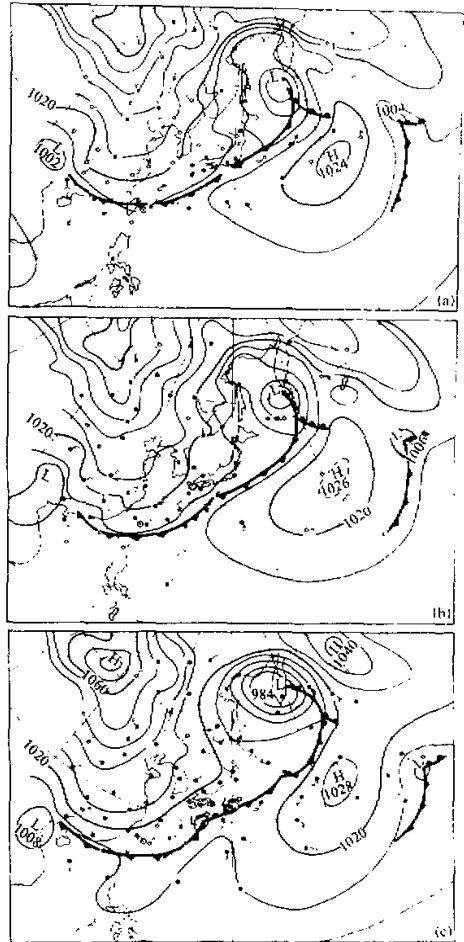


图 3 地面天气图, 图中 $\odot$ 为测站位置

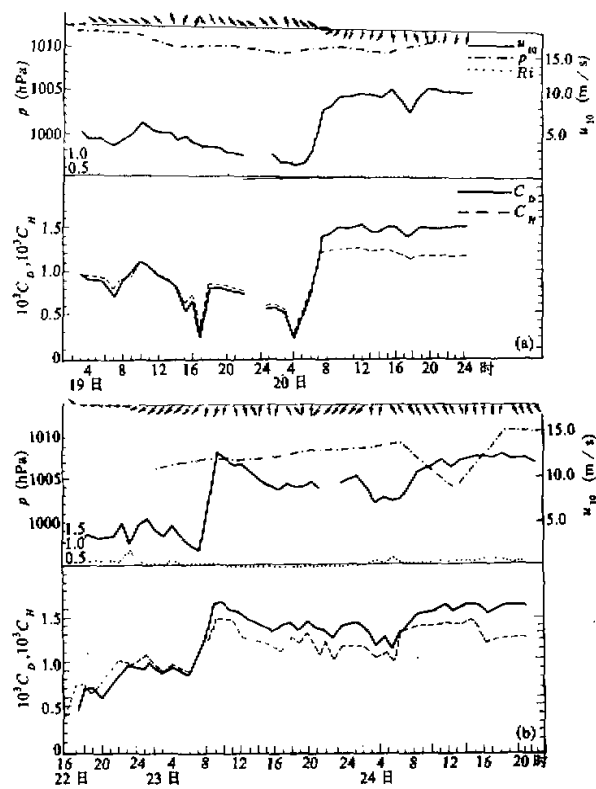


图4 C_D , C_H , R_t , u_{10} , P 和风向的时间序列

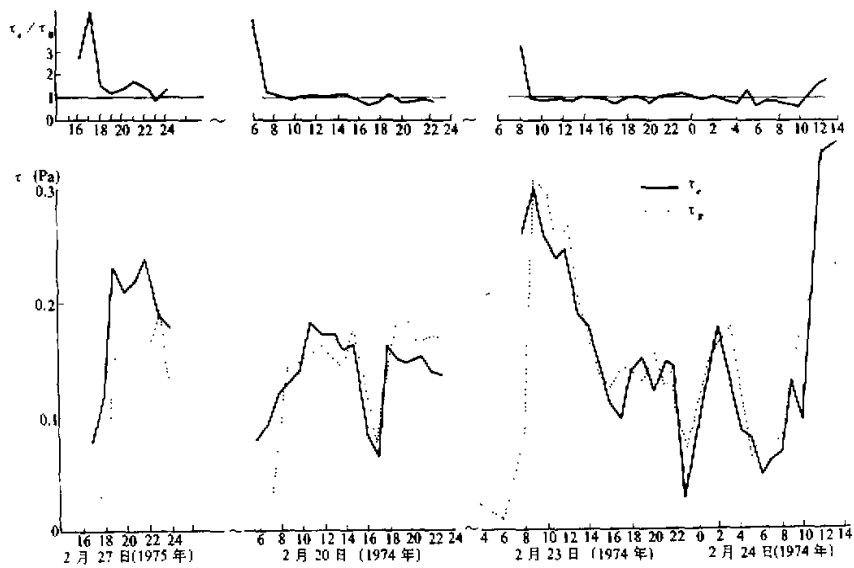


图5 动量通量的时间序列

五、讨 论

本文用AMTEX 期间定常条件下的资料计算了 C_D, C_H 值, 并对三种方法的计算结果作了比较, 认为廓线法计算 C_D, C_H (或海面通量)的方法的精度与湍流统计相关法相当, 而且只需要海面附近任意两个高度的平均水平风速和温度资料就可以确定海面的通量, 并且这样确定的通量能体现出时、空变化, 计算并不复杂, 可以加进大尺度或中尺度模式程序中。

天气尺度系统过境时, 动量通量的突然增大和 C_D, C_H 有突变的现象是不容忽视的。

τ_e / τ_B 的比值在冷锋前几小时出现明显的大值决非偶然, Boyle 等人^[11](1987)利用STREX(Storm Transfer and Response Experiment)资料分析出了类似的现象, 只是他们观测方法与AMTEX 不同, 他们采用的是耗散应力与廓线法得到应力之比, 该比值在锋前可达3 倍之多。Boyle 等人认为这种差别可能是大气运动的风速矢与海面波浪的波动方向不同而产生的相互作用, 或者由独立形成的局地波动和涌浪造成的混乱的海况所致。本文认为上述看法有一定道理, 因为上述三种方法均没有考虑与波浪的相互作用。但是, 无论是Boyle 等给出耗散应力与 τ_B 之比达2—3 倍的持续时间和本文给出 τ_e / τ_B 达2—3 倍的持续时间都只维持1—2 小时左右, 风速矢与海面波浪波动方向不一致, 是否恰好只存在1—2 小时? 这尚待深入研究。在天气条件发生急剧变化的时刻, 用廓线法估计的 τ_B 值过低, 可能是说明平均场与脉动场变化的相互适应要有一定的过程, 也可能正好说明适合于定常条件下的廓线法用来计算非定常条件的切应力而必然出现的现象。然而是否有可能利用 τ_e 与 τ_B 的差异来预测天气尺度系统即将经过测站? 当然目前尚不能下这个结论, 还需要更多的实测例子来证实。

致 谢: 陈 健、王 晓同志参加了本文部分计算工作, 特此感谢。

参 考 文 献

- [1] Francey, R. J. and R. Garratt, 1978, Eddy Flux Measurements Over the Ocean and Related Transfer Coefficients. *Boundary Layer Meteor.*, **14**, 153—166.
- [2] Pond, S., Fissel, D. B. and Paulson, C. A., 1974, A Note on Bulk Aerodynamic Coefficients for Sensible Heat and Moisture Fluxes. *Boundary Layer Meteor.*, **6**, 333—339.
- [3] Garratt, J. R., 1977, Review of Drag Coefficients Over Oceans and Continents. *Mon. Wea. Rev.*, **105**, 915—929.
- [4] Dyer, A. J., 1974, A Review of Flux-Profile Relationships. *Boundary Layer Meteor.*, **7**, 353—372.
- [5] 苗曼倩等, 1987, 近地层湍流通量计算及几种塔层风廓线模式的研究. *大气科学*, 第11卷, 第4期, 483—496.
- [6] Arya, S. P. S. and Plate, E., 1982, *Engineering Meteorology*. Elsevier Scientific Co., 237—267.
- [7] Yordanov, D. L. V. V. Penenko and A. K. Aloyan, 1978, Parameterization of a Diabatic Baroclinic Planetary Boundary Layer for Use in Modelling of Atmospheric Processes. *ИЗФ. ФИЗИКА АТМОСФЕРЫ И ОКЕАНА*, **14**(8), 815—823.
- [8] Coantic, M., 1974, Form Les Empiriques d. Evaporation. Note de la Convention, CNEXO/IMST No. 74/ 915.

- [9] 伍荣生等, 1983. 大气中的地转适应问题, 动力气象学, 上海科技出版社, 51—59.
- [10] 赵 鸣等, 1988. 非定常过程大气边界层内参数与风廓线的影响(二), 气象学报, 第46卷, 第2期, 210—217.
- [11] Boyle, P. J., Davidson, K. L. and Spigel, D. E., 1987. Characteristics of over-water surface stress, during STREX *Dyn. Atmos. Oceans*, **10**, 343—358.
- ~~~~~

欢迎订阅 1991 年《地球科学进展》双月刊

《地球科学进展》是由国家自然科学基金委员会地球科学部、中国科学院兰州文献情报中心、中国科学院地学情报网联合主办的综合性学科情报刊物。主要刊登地球科学的学科进展动态, 提供天地生综合研究资料, 报道边缘学科、交叉学科信息, 以及高新技术在地球科学中的应用, 介绍国家自然科学基金项目选题意向, 公布基金项目评审情况, 交流基金项目管理工作经验, 宣传基金项目具体内容和研究成果。

主要栏目有: 学科发展与研究; 地学与四化建设, 基金项目管理与介绍; 基金项目成果与应用; 新学科、新发现、新考证; 学术研究动态; 探索与争鸣等栏目。

《地球科学进展》适宜从事地球科学和资源环境科学方面的科技人员, 科研管理人员、图书情报人员, 大专院校师生阅读。

《地球科学进展》每期 88 页, 逢双月出刊, 国内统一刊号: CN62-1091, ISSN 1001-8166, 每期定价 1.65 元, 全年 9.90 元, 需订购的单位和个人请与中国科学院兰州文献情报中心发行组联系。

地址: 兰州市天水路 236 号 邮政编码: 730000

开户银行: 兰州市科技信用社 帐号: 01-20