

热平流影响下湿润地表的 通量-廓线关系*

张 强 胡隐樵**

(中国科学院兰州高原大气物理研究所, 兰州 730000)

提 要

在有热平流影响的湿润地表, 对 Businger-Dyer 创立的经典通量-廓线关系作了简单的非线性作用修正, 并利用热量和水汽输送方程两种不同简化方程分别对非线性修正因子 α'_v 进行了理论分析和讨论, 表明在热平流影响下的湿润地表 $\alpha'_v < 1$, 且由理论方程推导出一个 α'_v 与 ζ 的简化关系式。最后, 用经参数化后得到的 α'_v 表达式和修正后的相似性关系式联立构成的闭合方程组, 以及用 HEIFE 的资料求解出 α_v 及其它特征参数, 并且拟合出 α_v 与某些特征参数的经验关系。

关键词: 热平流; 湿润地表; 通量-廓线关系; 非线性作用; 热量和水汽输送方程。

一、问题的提出

湍流通量在大气边界层特别是近地面的能量收支中占有相当重要的地位。在涡旋相关法直接求湍流通量尚未实现之前, 不少科学家的目标是如何从平均廓线去间接地确定湍流通量。早在本世纪 40 年代 Obukhov^[1], Lettau^[2]等就开始了这方面的研究。但一直到 1954 年 Monin 和 Obukhov^[3]共同创立了 Monin-Obukhov 相似性理论以后, 才真正为近地面层的研究奠定了理论基础。后又由 Businger^[4], Swinbank^[5]等人对这一理论进行了不断完善。

Monin-Obukhov 相似性认为在均匀、定常假定条件下, 近地面层湍流主要依赖于高度 Z , 地面切应力 $\tau = \rho[(\overline{u'w'})^2 + (\overline{v'w'})^2]^{1/2}$, 地面感热通量 $Q = \overline{w'\theta'}$ 和浮力参数 $\beta = g/T$ 四个物理量^[6]。在此基础上可以由 π 定理以简洁的形式得到近地面层通量-廓线关系

$$\frac{\kappa Z}{u_*} \frac{\partial \overline{u}}{\partial Z} = \Phi_M(\zeta), \quad (1)$$

$$\frac{\kappa Z}{\theta_*} \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial Z} = \Phi_H(\zeta), \quad (2)$$

1993 年 7 月 31 收到, 12 月 22 日收到修改稿。

* 本文是国家自然科学基金资助的重大项目“HEIFE”的研究结果之一。

** 张懿同志参加了本文的一部分工作。

这里 $u_* = (\tau / \rho)^{1/2}$, $\theta_* = -\overline{w'\theta'} / u_*$; $\bar{u}$ 、 $\bar{\theta}$ 分别是平均风速和平均位温; $\zeta = Z / L$, L 是 Monin-Obukhov 长度 [$L = u_*^2 / (\kappa \beta \theta_*)$], κ 是 Karman 常数; Φ_M , Φ_H 分别是平均风速和温度无因次函数。求方程 (1) 和 (2) 解析解的工作并不是很成功, 因此人们主要寄希望于得到 Φ_M 和 Φ_H 的半经验关系式以使上面方程组闭合。这种愿望曾因观测技术手段限制而一度受阻。所以, 在这期间人们一直认为 $\Phi_M = \Phi_H$, 并在更多的情况下近似地取 $\Phi_M = \Phi_H = 1$ 。当然, 也有不少人^[1,7-9]比较看重自由对流相似性公式。但这些相似性公式仅适用于自由对流, 在其它情况则很不理想。1971 年 Businger 等人^[4]利用堪萨斯观测资料求得了 Φ_M 和 Φ_H 较适用的形式, 从而使得在均匀下垫面用梯度观测资料求动量通量和感热通量成为可能。自此 Monin-Obukhov 相似性理论才趋于成熟, 并作为一种经典的理论成为近地面层研究的主要手段。

但至今水汽的通量-廓线关系很少被人们认真地讨论过, 事实上在很多研究^[10,11]中一直默认了这样一个假定

$$\Phi_H = \Phi_V. \quad (3)$$

因此就有

$$\frac{\kappa Z}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} = \Phi_V = \Phi_H, \quad (4)$$

这里 $q_* (= -\overline{w'q'}) / u_*$ 是湿度特征尺度, Φ_V 是平均湿度梯度无因次函数, 则

$$\alpha_V = \Phi_V / \Phi_H = K_H / K_V = 1, \quad (5)$$

$K_H (= \kappa u_* Z \Phi_H^{-1})$ 是热量涡旋系数, $K_V (= \kappa u_* Z \Phi_V^{-1})$ 是湿度涡旋系数。这一假定在定常、水平均匀的情况下一般是合适的。我们用澳大利亚国际湍流对比实验资料 (ITCE) 得到的 α_V , 在 $-0.82 < \zeta < 0.1$ 范围内它与 1.0 的偏差最大不超过 0.15, 大多数情况在 1.0 附近。

但均匀下垫面假定具有明显的局限性, 因为它忽略了平流条件下的大气非线性作用。在 70 年代末曾有不少人致力于平流条件下湍流输送的研究^[12-15], 并对 α_V 进行了不少理论和实践探讨。但由于观测精度问题使有些观测结果受到了怀疑^[15]。理论研究也未能得到真正较实用的 α_V 的表达式。因此这项工作自 70 年代以后实际上几乎一直处于停止状态。然而我们最近在“HEIFE”的观测研究中^[16]发现在较复杂下垫面尤其在大沙漠包围的小面积绿洲中, 由于来自沙漠的水平感热平流的强迫作用而造成的非线性作用是不可忽略的。图 1 中给出的在临泽

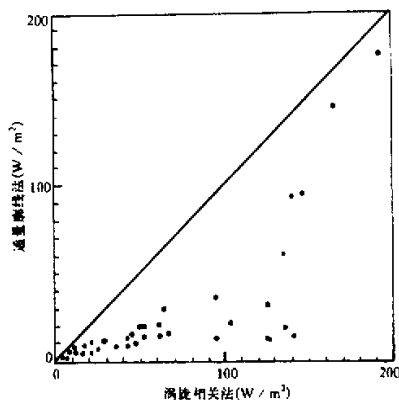


图 1 HEIFE 中涡旋相关法和通量-廓线关系法得到的潜热通量 (稳定层结)

绿洲中的观测结果表明,经典的通量-廓线法求出的潜热通量明显低于涡旋相关法测量到的潜热通量。这一事实已隐含了 $\alpha_V \neq 1$ 这个观点。因此,对 α_V 的深入研究是极为必要的。

二、通量-廓线关系的修正

假如我们认为以往得到的 Φ_M , Φ_H 是可靠的,但在平流条件下由于大气中的非线性效应,热量输送和物质输送特征一般是不相似的。所以 $\Phi_V \neq \Phi_H$ 即 $\alpha_V \neq 1$ 。因此由(4)式得到如下通量-廓线关系

$$\frac{\kappa Z}{q_*} \frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} = \Phi_V = \alpha_V \Phi_H, \quad (6)$$

如果再考虑到水汽的作用,(2)式应该改写成

$$\frac{\kappa Z}{\theta_{*V}} \frac{\partial \bar{\theta}_V}{\partial Z} = \Phi'_H, \quad (7)$$

上式中虚位温被定义为

$$\bar{\theta}_V = \bar{\theta}(1 + 0.61\bar{q}), \quad (8)$$

考虑水汽影响后,根据文献[17]Monin-Obukhov 长度 L_V 在二阶近似下修正为

$$L_V = \frac{u_*^3}{\kappa \beta (w' \theta' + 0.61 \bar{\theta} w' q')}, \quad (9)$$

(9)式中我们已引入了湍流二阶近似(忽略了高阶矩)[18]

$$\overline{w' \theta'_V} = 0.61 \bar{\theta} \overline{w' q'} + \overline{\theta' w'}, \quad (10)$$

上式中的 θ'_V 定义为^[17]

$$\theta'_V = \theta'(1 + 0.61\bar{q}) + 0.61\bar{q}'\bar{\theta} \approx \theta' + 0.61\bar{q}'\bar{\theta}. \quad (11)$$

从(10)式中可以得到

$$\theta_{*V} = \theta_* + 0.61\bar{\theta}q_*, \quad (12)$$

如果再令

$$\beta_0 = \frac{C_p \partial \bar{\theta} / \partial Z}{\lambda \partial \bar{q} / \partial Z}, \quad (13)$$

这里 C_p 是定压比热, λ 是水汽潜热,这两个量一般看作常值。可看出 β_0 就是 $\alpha_V = 1$ 时的 Bownen 比。把方程(8)和(12)代入方程(7),然后再利用方程(13)可以很容易得到

$$\Phi'_H = \Phi_H \left(\frac{1 + 0.61 \bar{\theta} \frac{C_p}{\lambda \beta_0} + 0.61 \bar{q}}{1 + 0.61 \bar{\theta} \frac{C_p}{\lambda \beta_0 \alpha_v}} \right). \quad (14)$$

令 $\gamma = (\bar{\theta} C_p) / \lambda$, 我们对上式再作变换并取近似可写为

$$\Phi'_H = \Phi_H \alpha_v \left(\frac{\beta_0 + 0.61 \gamma}{\alpha_v \beta_0 + 0.61 \gamma} \right), \quad (15)$$

从 (15) 式显而易见, Φ'_H 主要与 ζ , β_0 和 α_v 三个非独立因子有关, 水汽对热量输送即平均温度无因次函数的影响通过 β_0 和 α_v 而发生作用。这说明除 β_0 外, 非线性因子 α_v 对热量输送也有影响。 Φ'_H / Φ_H 随 β_0 和 α_v 的变化在 (15) 式中可看出, 在 $|\beta_0|$ 较小时其与 1.0 偏离较大; 但随 α_v 和 $|\beta_0|$ 的增大而减小且逐渐向 1.0 靠近, 并在 $\beta_0 < -1.0$ 时, Φ'_H / Φ_H 接近于 1.0。这意味着在干大气中水汽对热量输送的影响可以不考虑。由 (15) 式, 方程 (7) 可进一步写成

$$\frac{\kappa Z}{\theta_{*v}} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial Z} = \Phi_H \alpha_v \left(\frac{\beta_0 + 0.61 \gamma}{\alpha_v \beta_0 + 0.61 \gamma} \right). \quad (16)$$

事实上, 在微分方程 (1)、(6) 和 (16) 中 $\bar{u}$ 、 $\bar{\theta}_v$ 、 $\bar{q}$ 、 β_0 、 Φ_M 和 Φ_H 都可直接由梯度观测得到。但这三个方程中共有 u_{*} 、 θ_{*v} 、 q_{*} 和 α_v 四个未知量, 方程组本身是无法闭合的。因此要求解上面方程中的 u_{*} 、 θ_{*v} 、 q_{*} 和 α_v 四个特征量的数值解, 还必须另外引入一个方程。通过对 α_v 的讨论来解决这个问题。

三、 α'_v 的理论分析及其表达式

对非线性作用的大气, Monin-Obukhov 相似性理论本身显然是无能为力的, 还必须借助于最基本的热量和水汽输送方程来讨论问题。在略去科里奥利力项, 气压扩散项, 分子扩散项和分子耗散项后, 热量和水汽通量方程总可以写成^[19]

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{\theta'_v u'_j}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \overline{\theta'_v u'_j}}{\partial x_j} = & - \overline{\theta'_v u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{\theta'_v u'_j u'_i})}{\partial x_j} \\ & + \delta_{i3} \frac{\overline{\theta_v'^2}}{\theta_v} g + \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial \theta'_v}{\partial x_i}} \right) \end{aligned} \quad (17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \overline{q' u'_i}}{\partial t} + \bar{u}_j \frac{\partial \overline{q' u'_i}}{\partial x_j} = & - \overline{q' u'_j} \frac{\partial \bar{u}_i}{\partial x_j} + \overline{u'_i u'_j} \frac{\partial \bar{q}}{\partial x_j} - \frac{\partial (\overline{q' u'_j u'_i})}{\partial x_j} \\ & + \delta_{i3} \frac{\overline{q' \theta'}}{\theta_v} g + \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial q'}{\partial x_i}} \right), \end{aligned} \quad (18)$$

这里 δ_{i3} 是 Kronecker 符号; x_j 是通用坐标系; u'_i , u'_j 是速度脉动分量; $\bar{u}_j$ 是平均风速分量。作为垂直 ($i=3$) 热量通量和水汽通量的特例, 并忽略系统的垂直运动, 则方程

(17) 和 (18) 可以简写成

$$\frac{\partial \overline{\theta'_{\nu} w'}}{\partial t} = -\overline{u} \frac{\partial \overline{w' \theta'_{\nu}}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{\theta'_{\nu} w'^2}}{\partial Z} - \overline{w'^2} \frac{\partial \overline{\theta_{\nu}}}{\partial Z} + \overline{\theta'^2_{\nu}} \frac{g}{\theta} + \frac{1}{\rho} \overline{(\rho' \frac{\partial \theta'_{\nu}}{\partial Z})}, \quad (19)$$

$$\frac{\partial \overline{q' w'}}{\partial t} = -\overline{u} \frac{\partial \overline{w' q'}}{\partial x} - \frac{\partial \overline{q' w'^2}}{\partial Z} - \overline{w'^2} \frac{\partial \overline{q}}{\partial Z} + \overline{\theta'_{\nu} q'} \frac{g}{\theta} + \frac{1}{\rho} \overline{(\rho' \frac{\partial q'}{\partial Z})}. \quad (20)$$

方程 (19) 和 (20) 左边是湍流通量时变项, 右边第一项是水平平流项, 第二项是湍流输送项, 第三项是产生项, 第四项是浮力项, 第五项是再分配项。

1. 保留水平平流项的简化模式

为了着重考虑水平平流的影响, 对热量和水汽输送方程 (19) 和 (20) 仅保留水平平流项, 产生项和再分配项, 而忽略其它项, 有

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{w' \theta'_{\nu}}}{\partial x} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \overline{\theta_{\nu}}}{\partial Z} + \frac{1}{\rho} \overline{(\rho' \frac{\partial \theta'_{\nu}}{\partial Z})}, \quad (21)$$

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{w' q'}}{\partial x} = -\overline{w'^2} \frac{\partial \overline{q}}{\partial Z} + \frac{1}{\rho} \overline{(\rho' \frac{\partial q'}{\partial Z})}. \quad (22)$$

利用方程 (6) 和 (7) 并对再分配项进行参数化^[13], 有

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{w' \theta'_{\nu}}}{\partial x} = \frac{-\overline{w'^2} \theta_{* \nu}}{\kappa Z} (\Phi'_{\text{H}} - 0.74), \quad (23)$$

$$\overline{u} \frac{\partial \overline{w' q'}}{\partial x} = \frac{-\overline{w'^2} q_{*}}{\kappa Z} (\Phi_{\nu} - 0.74). \quad (24)$$

由 (23) 和 (24) 式经推导, 有

$$\alpha'_{\nu} = \frac{\Phi_{\nu}}{\Phi'_{\text{H}}} = \frac{0.74 - \left(\overline{u} \frac{\partial \overline{w' q'}}{\partial x} \right) / \left(\frac{\overline{w'^2} q_{*}}{\kappa Z} \right)}{0.74 - \left(\overline{u} \frac{\partial \overline{w' \theta'_{\nu}}}{\partial x} \right) / \left(\frac{\overline{w'^2} \theta_{* \nu}}{\kappa Z} \right)}. \quad (25)$$

如果我们仅考虑感热平流 $\overline{u} \frac{\partial \overline{w' \theta'_{\nu}}}{\partial x}$, 而忽略水汽平流 $\overline{u} \frac{\partial \overline{w' q'}}{\partial x}$, 则 (25) 式简化成

$$\alpha'_{\nu} = \frac{0.74 \frac{\overline{w'^2} \theta_{* \nu}}{\kappa Z}}{0.74 \frac{\overline{w'^2} \theta_{* \nu}}{\kappa Z} - \overline{u} \frac{\partial \overline{\theta'_{\nu} w'}}{\partial x}}. \quad (26)$$

从(6)和(15)知 α'_{ν} 与 α_{ν} 有如下关系

$$\alpha'_{\nu} = \frac{(\alpha_{\nu} \beta_0 + 0.61\gamma)}{(\beta_0 + 0.61\gamma)}. \quad (27)$$

由 (26) 式可见在没有水平感热平流 $u \frac{\partial(\theta'_{\nu} w')}{\partial x}$ 的影响时, $\alpha'_{\nu} = 1.0$, 这与第一节提出的观点是一致的。不过 Rao^[20]认为当感热 $w'\theta'_{\nu}$ 由强烈地向上输送转为适中的向下输送即大气从极不稳定层结转到适当的稳定层结时, 水平感热平流在热通量输送方程中是较重要的。此时, 不仅有 $\theta'_{\nu} > 0$, 而且 $u \frac{\partial w'\theta'_{\nu}}{\partial x}$ 也总是小于零。在此种情况下, 我们从方程 (26) 中不难推导出 $\alpha'_{\nu} < 1.0$, 而且 $-u \frac{\partial w'\theta'_{\nu}}{\partial x}$ 的值越大, α'_{ν} 越小。在大沙漠包围的绿洲中边界层大气的水平感热平流总是非常显著^[16], 因此这一结论对研究绿洲下垫面大气是极具有启发意义的。

致于在较干旱的地区, 如受绿洲影响的沙漠地区, 有时受局地湿空气平流影响较严重, 这种情况宜当别论, 在此不予讨论。

上面这一简化的理论模式虽然能够从物理机制上对 α'_{ν} 作较客观的分析, 并能定性地得到在有感热平流影响时湿润地区的 $\alpha'_{\nu} < 1$ 。但由于没有合适的途径对其进行参数化, 要想定量讨论非线性作用对大气的影响还是无能为力的。因此还得试图利用另一简化理论模式来进行分析讨论。

2. 保留了再分配项的简化模式

假定在定常, 水平均匀条件下, 热量和水汽湍流通量方程可由 (19) 和 (20) 式写成

$$\frac{\partial \overline{w'^2 \theta'_{\nu}}}{\partial Z} + \overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}_{\nu}}{\partial Z} = g \left(\frac{\overline{\theta'^2_{\nu}}}{\bar{\theta}} \right) + \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial \theta'_{\nu}}{\partial Z}} \right) \quad (28)$$

$$\frac{\partial \overline{w'^2 q'}}{\partial Z} + \overline{w'^2} \frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} = g \left(\frac{\overline{\theta'_{\nu} q'}}{\bar{\theta}} \right) + \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial q'}{\partial Z}} \right) \quad (29)$$

Wyngaard^[21]的结果表明湍流通量输送项 (方程 (28) 和 (29) 左边第一项) 接近零, 因此这项可以忽略。Warhaft^[15]认为对稳定层结而言, 在较复杂的因子影响下, 保留再分配项即气压应变项的热量和水汽输送方程对描述边界层大气更合适。这也许正好说明气压应变项也对大气中的非线性效应有一定的调制作用。因此, 方程 (28) 和 (29) 可写成

$$\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{\theta}_{\nu}}{\partial Z} = g \frac{\overline{\theta'^2_{\nu}}}{\bar{\theta}} + \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial \theta'_{\nu}}{\partial Z}} \right) \quad (30)$$

$$\overline{w'^2} \frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} = g \frac{\overline{\theta'_{\nu} q'}}{\bar{\theta}} + \frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial q'}{\partial Z}} \right) \quad (31)$$

Deardorff^[22], Donaldson^[23]对气压应变项采用了如下形式

$$\frac{1}{\rho} \left(\overline{p' \frac{\partial \theta'_{\nu}}{\partial Z}} \right) = - \frac{\bar{e}^{1/2}}{\Lambda} \overline{w' \theta'_{\nu}} \quad (32)$$

这里 $\bar{e} = \frac{1}{2}(\overline{w'^2} + \overline{u'^2} + \overline{v'^2})$ 是湍流动能, Λ 是一个依赖于湍流尺度的标量长度。类似于 (32) 式还可写出

$$\frac{1}{\rho} \overline{(\rho' \frac{\partial q'}{\partial Z})} = - \frac{\bar{e}^{1/2}}{\Lambda} \overline{w' q'}. \quad (33)$$

将方程 (32)、(33) 代入 (30) 和 (31) 式中, 并令 $K = \overline{w'^2} \cdot \Lambda / \bar{e}^{1/2}$, 可得到热量和水汽通量的表达式为

$$\overline{w' \theta'_v} = -K \left[\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial Z} - \frac{g}{\overline{w'^2}} \frac{\overline{\theta_v'^2}}{\bar{\theta}} \right], \quad (34)$$

$$\overline{w' q'} = -K \left[\frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} - \frac{g}{\overline{w'^2}} \frac{\overline{q' \theta'_v}}{\bar{\theta}} \right]. \quad (35)$$

将 (34) 和 (35) 两式相除并利用方程 (6) 和 (7), 以及 q_* , θ_{*v} 的定义, 有

$$\alpha'_v = \frac{\Phi_v}{\Phi'_H} = \frac{1 - \frac{g}{\overline{w'^2}} \frac{\overline{\theta_v'^2}}{\bar{\theta}} \left(\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial Z} \right)^{-1}}{1 - \frac{g}{\overline{w'^2}} \frac{\overline{\theta'_v q'}}{\bar{\theta}} \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} \right)^{-1}}. \quad (36)$$

在不考虑水汽对感热影响的情况下 $\alpha'_v = \alpha_v$, 以往的许多研究^[16,24]就是在不考虑这种影响前提下进行的。从(36)式看出, 假如热量和水汽是被动变化的, 即忽略该式中的浮力项, 则 $\alpha'_v = 1$ 。但在许多情况下浮力项是不能被忽视的, 特别对一些特殊大气条件下更值得注意。一种是在湿润表面之上的逆温大气中 ($\frac{\partial \bar{\theta}_v}{\partial Z} > 0$, $\frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} < 0$), 很显然 $\alpha'_v < 1$, 这时 1 是 α'_v 可能出现的最大值。这隐含了用 Monin-Obukhov 相似性理论估计的潜热通量要比实际值偏小这样一个推论。本文作者以往在河西绿洲中进行的观测研究中^[16]已发现了这个现象。还有一种特例是在逆湿的不稳定大气中 α'_v 大于 1, 这意味着此时用 Monin-Obukhov 相似性理论过高地估计了水汽通量, 在胡隐樵等人的工作中^[24]早已注意到这一点。但这一种情况下大气以受水平水汽平流影响为主。对此我们不再作探讨。另外在湿润下垫面的不稳定大气中 α'_v 表现得较为复杂, 但一般偏离 1 不会太大。这一情况在有较强感热平流影响的大气中较少出现, 它不是本文讨论的重点。因此我们还是着重讨论前一种情况。如果与水汽有关的热力层结是被动变化的, 即水汽方程中的浮力项可以忽略, 并且假若完全不考虑水汽的影响, 则作一点变换后 (36) 式可写成

$$\alpha'_v = 1 - \frac{g}{\overline{w'^2}} \frac{\overline{\theta_v'^2}}{\bar{\theta}} \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right)^{-1}, \quad (37)$$

对 (37) 式用下列形式进行参数化

$$\frac{\overline{w'^2}}{u_*^2} = \Phi_{w^2}, \quad (38)$$

$$\frac{\overline{\theta'^2}}{\theta_*^2} = \Phi_{\theta^2}. \quad (39)$$

Panofsky^[25]很早以前就认为垂直湍流主要受小尺度涡旋控制, 对各种原因引起的速度切变容易调整, 所以在大多数情况下 Φ_{w^2} 都有较一致的形式。我们在较早的工作中也用近地面层局地相似性理论在复杂下垫面上得到了关于 Φ_{θ^2} 较好的经验表达式。Lenschow 和我们的研究^[26-28]同时表明水平平流对二阶矩的影响是较小的。综合以往的结果, 有

$$\Phi_{w^2} = 1.4(1 - 14\zeta)^{2/3} \quad \zeta < 0,$$

$$\Phi_{w^2} = 1.4(1 + 0.43\zeta)^{2/3} \quad \zeta > 0,$$

$$\Phi_{\theta^2} = 6.0(1 - 16\zeta)^{-2/3} \quad \zeta < 0,$$

$$\Phi_{\theta^2} = 6.0(1 + 1.5\zeta)^{2/3} \quad \zeta > 0.$$

把方程 (38) 和 (39) 代入 (37) 式可得到

$$\alpha'_v = 1 - \frac{\Phi_{\theta^2}}{\Phi_{w^2}} \frac{\theta_*}{u_*^2} \theta_* \left(\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} \right)^{-1} \frac{g}{\theta}. \quad (40)$$

把 (2) 式和 L 表示式代入上面方程, 有

$$\alpha'_v = 1 - \frac{\Phi_{\theta^2}}{\Phi_{w^2}} \frac{Z}{L} \frac{1}{\Phi_H}. \quad (41)$$

并把 $\zeta = Z/L$ 代入上式, 有

$$\alpha'_v = 1 - \zeta \frac{\Phi_{\theta^2}}{\Phi_{w^2} \Phi_H}, \quad (42)$$

上式就是经过一系列简化后得到的 α'_v 的表达式。事实上从(27)式看出, 在不考虑水汽对感热影响时 α'_v 等于 α_v 。从(42)可见, α'_v 仅与 ζ 有关, 且当 $\zeta=0$ 时, $\alpha'_v=1$ 。如果稍作分析也会发现, 在稳定情况下 α'_v 总是小于1.0, 且 α'_v 总随 ζ 的增加而减小, 其变化趋势在图2中已表明。

方程 (42) 在推导过程中为了抽象出 ζ 对 α'_v 的影响, 作了大量简化, 因此它在实际应用中有很大局限性。

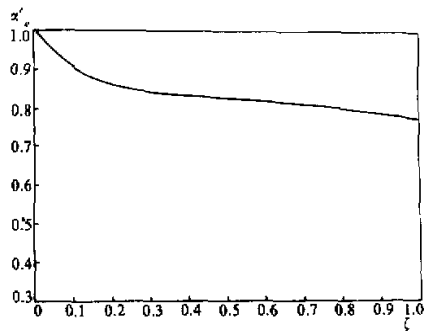


图2 稳定层结中 α'_v 的理论曲线

四、 α'_V 的参数化表达式及其与一些特征参数的关系

事实上用方程 (36) 来描述大气边界层是较为客观的, 把 (1) 和 (8) 式代入 (36) 式, 再利用 (10) 式作一点近似, 得

$$\alpha'_V = \frac{\Phi_V}{\Phi_H} = \frac{1 - \frac{g}{w'^2} \left(\frac{\bar{\theta}'^2}{\bar{\theta}} + 1.22 \bar{\theta}' q' \right) \left(\frac{\partial \bar{\theta}_V}{\partial Z} \right)^{-1}}{1 - \frac{g}{w'^2} \left(0.61 \bar{q}'^2 + \frac{\bar{\theta}' q'}{\bar{\theta}} \right) \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} \right)^{-1}}. \quad (43)$$

除引入 (38) 和 (39) 式外, 再在湿润下垫面上的逆温大气中假定下列参数化形式^[13,27]

$$\frac{\bar{\theta}' q'}{\theta_* q_*} = \Phi_{\theta q} = -1, \quad (44)$$

$$\frac{\bar{q}'^2}{q_*^2} = \Phi_{q^2} = \Phi_{\theta^2}. \quad (45)$$

(43) 式就可变成

$$\alpha'_V = \frac{1 - \frac{g \theta_*}{\Phi_{w^2} u_*^2} \left(\frac{\Phi_{\theta^2}}{\bar{\theta}} \theta_* - 1.22 q_* \right) \left(\frac{\partial \bar{\theta}_V}{\partial Z} \right)^{-1}}{1 - \frac{g q_*}{\Phi_{w^2} u_*^2} \left(0.61 \Phi_{q^2} q_* - \frac{\theta_*}{\bar{\theta}} \right) \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} \right)^{-1}}. \quad (46)$$

如果类似于 Monin-Obukhov 长度 L 再引入一个水汽长度 L_V

$$L_V = \frac{\bar{q}}{g} \frac{u_*^2}{(\kappa q_*)}, \quad (47)$$

相应的有

$$\zeta_V = \frac{Z}{L_V}, \quad (48)$$

把 ζ 的表达式和 (48) 代入方程 (46)

$$\alpha'_V = \frac{1 - \frac{g \bar{\theta} \zeta}{\kappa \Phi_{w^2}} \left(\frac{\Phi_{\theta^2}}{\bar{\theta}} \theta_* - 1.22 q_* \right) \left(\frac{\partial \bar{\theta}_V}{\partial Z} \right)^{-1}}{1 - \frac{g \bar{q} \zeta}{\kappa \Phi_{w^2}} \left(0.61 \Phi_{q^2} q_* - \frac{\theta_*}{\bar{\theta}} \right) \left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} \right)^{-1}}. \quad (49)$$

方程 (49) 是经参数化后 α'_V 的表达式。

事实上在有风、温、湿梯度观测的情况下, 方程 (1)、(6)、(16) 和 (49) 以及表达式 (27) 构成的一个闭合方程组, 可以直接求出 u_* , θ_* , q_* 和 α_V 等量的数值解。

已有一些“HEIFE”的结果^[16]表明, 甘肃省黑河地区沙漠中的绿洲具有较明显的感热平流作用。因此, 在本文里“HEIFE”中的绿洲资料被用来讨论 α'_v 的特性, 这份资料的精度我们已有研究^[29]给出。我们仅选用符合 $\frac{\partial \bar{\theta}}{\partial Z} > 0$ 且 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial Z} < 0$ 条件的资料进行计算。

在求数值解的过程中取

$$\left| \frac{\alpha'_{vn} - \alpha'_{vn-1}}{\alpha'_{vn}} \right| < \varepsilon = 0.01. \quad (50)$$

图 3 是用资料计算出的 $\alpha_v (= Z / L_v)$ 随稳定度 ζ_v 的变化, 图中实线是拟合曲线。图 3 表明, α_v 与 ζ_v 保持较好的关系, 且可以得到以下经验关系式

$$\alpha'_v = \frac{1 + 2\zeta_v}{1 + 5.4\zeta_v}. \quad (51)$$

图 4 表明关系式 (51) 与 (42) 有类似的趋势。但关系式 (51) 中 α'_v 随 ζ_v 增大而递减要快得多, 这与关系式 (42) 在推导过程中的未考虑水汽方程中的浮力项有关。因此, 相比之下经验关系式 (51) 为我们提供了一个更客观的表达, 这使得直接用一个简单的 α'_v 经验关系式对虚位温和比湿通量—廓线关系的修正成为可能。

我们在这里顺便引入一个地表热力参数 F

$$F = \frac{H_0 + \lambda E_0}{\Omega}. \quad (52)$$

这里 Ω 是地面可利用能量, H_0 和 λE_0 是未考虑层结时的感热和潜热通量。这个物理量 F 能表征地表的热力状态, 可由微气象观测资料很容易得到。

图 4a、b、c 分别是 α'_v 随理查孙数 Ri , 波恩比 β_0 和地表热力参数 F 的变化。图 4 表明 α'_v 对 Ri 和 F 的依赖关系较明显, 且可得到下列经验关系

$$\alpha'_v = 1 - 3.06 Ri, \quad (53)$$

$$\alpha'_v = 0.98(1 + 0.1F)^{-1/5}, \quad (54)$$

而 α'_v 对 β_0 的依赖关系并不是很好, 且其离散也相当大。

五、讨 论

用热量和水汽输送方程的简化模式从物理上说明了温度梯度无因次函数和湿度梯度无因次函数并不能无条件地等同看待, 并揭示了非线性作用对 α'_v 的影响, 解释了水平

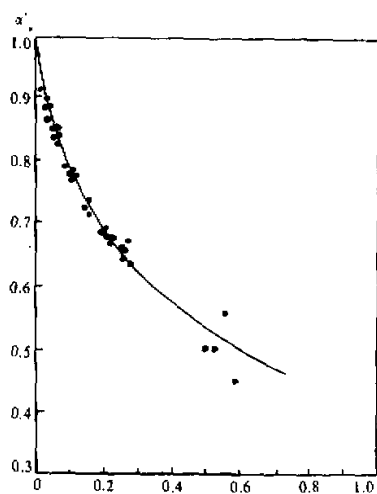


图 3 计算出的 α'_v 随稳定度参数 ζ_v 的关系

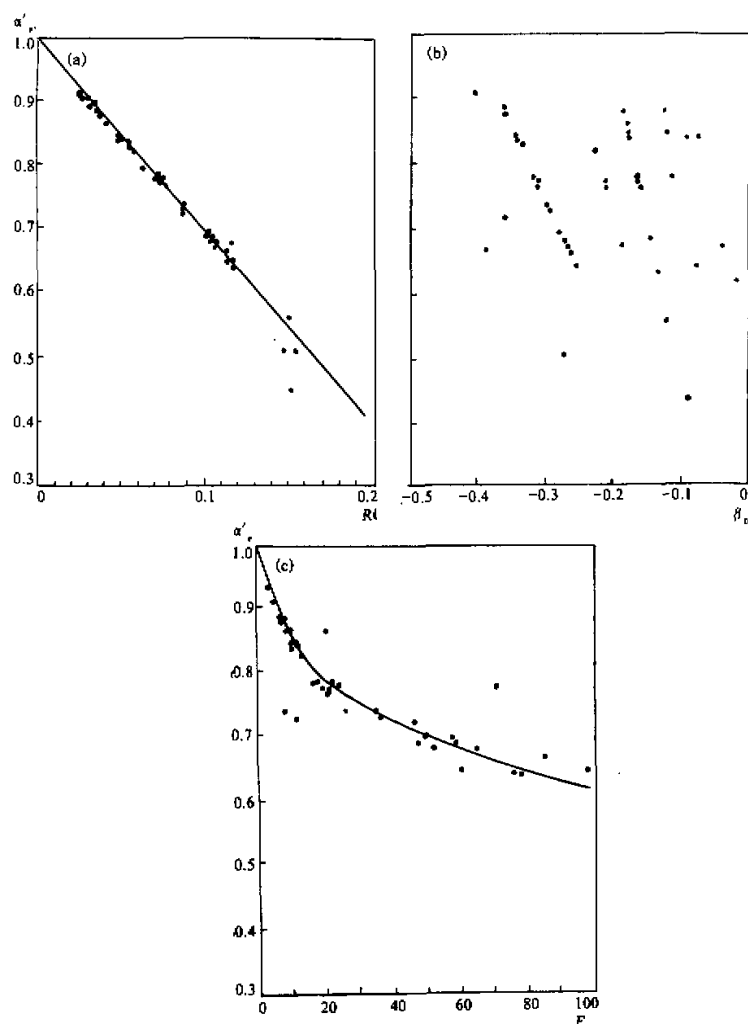


图 4 α'_v 随 Ri (a), β_0 (b) 和 F (c) 的变化

热平流造成 $\alpha'_v < 1$ 的物理机制。而且推导出了 α'_v 随稳定度参数 ζ 变化的简单的理论关系式。但为了讨论方便, 这个关系式使用了过多的简化和近似。因此它仅能给出一个 α'_v 随 ζ 的大概变化趋势。

通过参数化得到一个实用的 α'_v 的表达式, 与关系式 (6) 和 (7) 联立可构成的一个闭合方程组。在有梯度观测资料的情况下可直接计算得到各个湍流特征量的数值解。所以, 在实际使用中我们还是推荐用这个闭合方程组来研究复杂下垫面近地面层的问题。

由给出的闭合方程组, 用“HEIFE”的绿洲观测资料计算得到的数值解可以拟合出 α'_v 与一些物理参数的经验公式, 它可对温度和水汽通量—廓线关系直接按 (6) 和 (7) 式进行修正。当然这种修正仅限于感热平流非常强时, 这种条件廓线一般应表现为逆温和向上的水汽输送。因此修正的通量—廓线关系对研究 HEIFE 中的绿洲近地面层大气是很有实际意义的, 而其它条件下的通量—廓线关系在这里并没有过多涉及。

由于所引入的参数化模式的局限性以及资料观测的精度所限, 这个闭合方程组以及拟合出的经验关系能有多强的描述能力还需要更多的研究来证明。

参 考 文 献

- [1] Obukhov, A. M., 1946, Turbulence in an atmosphere with a non-uniform temperature, *Tr. Akad. Nauk SSSR Inst. Teoret. Geofiz.*, No.1, (Transl. in *Boundary Layer Meteor.*, 2, 7-29).
- [2] Lettau, H., 1949, Isotopic and non-isotopic turbulence in the atmospheric surface layer, *Geophys. Res. Paper*, No.1, Air Force Cambridge Res. Labs., Bedford, Mass.
- [3] Monin, A. S., and A. M. Obukhov, 1954, Basic laws of turbulent mixing in the atmosphere near the ground, *Tr. Akad. Nauk SSSR. Geofiz. Inst.*, No.24 (151), 163-187.
- [4] Businger, J. A., 1955, On the structure of the atmospheric surface layer, *J. Meteor.*, 12, 553-561.
- [5] Winbank, W. C., 1964, The exponential wind profile, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 90, 119-135.
- [6] Sorbjan, Z., 1989, *Structure of the Atmospheric Boundary layer*, Prentice-Hall, Inc., 69-75.
- [7] Prandtl, L., 1932, Meteorologische anwendungen der strömungslehre, *Beiter. Phys. Atmos.*, 19, 188-202.
- [8] Priestley, C. H. B., 1954, Convection from a large horizontal surface, *Australian J. Phys.*, 6, 279-290.
- [9] Dyer, A. J., 1965, The flux gradient relation for turbulent heat transfer in the lower atmosphere, *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, 91, 151-157.
- [10] Monin, A. S., 1970, The atmospheric boundary layer, *Annual Review of Mechanics*, 2, 225-250.
- [11] Busch, N. e., 1973, On the mechanics of atmospheric turbulence, workshop in micrometeorology, *American Meteorological Society*, 1-65.
- [12] Verma, S. B., N. J. Resenberg and B. L. Blad, 1978, Turbulent exchange coefficients for sensible heat and water vapour under advection conditions, *J. Appl. Meteor.*, 17, 330-338.
- [13] Brost, R. A., 1979, Some comments on the turbulent exchange for sensible heat and water vapour under advection condition, *J. Appl. Meteor.*, 18, 378-380.
- [14] Hicks, B. B., 1978, comments on turbulent coefficient for sensible heat and water vapour under advective condition, *J. Appl. Meteor.*, 18, 380-382.
- [15] Warhaft, A., 1976, Heat and moisture flux in the stratified boundary layer, *Quart. J. Roy. Meteor.*, 102, 703-707.
- [16] 张 强, 胡隐椿等, 1992, 黑河地区绿洲内农田微气象特征, *高原气象*, 11, 361-370.
- [17] 赵 鸣, 苗爱倩, 王彦昌, 1991, 边界层气象学教程, 北京, 气象出版社, 17-35.
- [18] Stull, R. B., 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, 433-469.
- [19] Stull, R. B., 1988, *An Introduction to Boundary Layer Meteorology*, Kluwer Academic Publishers, 140-144.
- [20] Rao, K. S., J. C. Wyngaard and O. R. Cote, 1974, Local advection of momentum, heat and moisture in micrometeorology, *Bound-Layer Meteor.*, 7, 331-348.
- [21] Wyngaard, J. C., O. R. Cote and Y. Izumi, 1971, Local freeconvection similarity, and the budgets of shear stress and heat flux, *J. Atmos. Sci.*, 28, 1171-1182.
- [22] Deardorff, J. W., 1972, Theoretical expression for the countergradient vertical heat, *J. Geophys. Res.*, 77, 5900-5904.
- [23] Donaldson, C. D., 1972, Calculations of turbulent shear flows for atmospheric and vortex motion, *AIAA. J.*, 10, 4-12.
- [24] Hu Yinqiao, Yang Xueli, Zhang Qiang and Zue Hongchao, 1992, The characters of energy budget on the Gobi and desert surface in Hexi Region, *Acta Meteor. Sinica*, 6, 82-91.

- [25] Panofsky, H. A., Larke, D., Lipschutz, R., Stone, G., Bradely, E. F., Bowen, A. J. and Hozstrup, J., 1982, Spectra of velocity components over complex terrain, *Q. J. R. Meteor. Soc.*, **108**, 215–230.
- [26] Lenschow, D. H., J. C. Wyngaard, W. T. Pennell, 1980, Mean-field and second-moment budgets in a baroclinic convective boundary layer, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 1313–1326.
- [27] Zhang Qiang & Hu Yingqiao, 1992, Research of local similarity of the surface layer, *Climate Environment & Geophysical Fluid Dynamics*, Edited by Ye Duzheng et al., China Meteor. Press, 286–295.
- [28] 胡隐樵, 张 强, 1993, 论大气边界层的局地相似性, *大气科学*, **17**, 12–20.
- [29] 张 强, 胡隐樵, 1992, ‘HEIFE’中‘中方’微气象站的仪器精度和观测误差, *高原气象*, **11**, 460–469.

The Flux–Profile Relationships under the Condition of Heat Advection over Moist Surface

Zhang Qiang and Hu Yingqiao

(Lanzhou Institute of Plateau Atmospheric Physics, Chinese Academy of Sciences, Lanzhou 730000)

Abstract

In this paper, the classical Businger–Dyer’s flux–profile relationships are simply modified by nonlinear actions under the condition of heat advection over moist surface. The nonlinear factor α'_v is analysed and discussed theoretically with simplified forms of turbulent heat flux equation and water vapour flux equation. It is shown that α'_v is less than 1 under the condition of heat advection over moist surface. Then the simplified relationship between α'_v and ζ is deduced from theoretical equations. A set of closed equations is composed by the modified similarity relationships and the expression, which is obtained by parameterization, of α'_v . α'_v and other characteristic parameters are obtained by data in HEIFE area. The empirical relationships between α'_v and all other parameters are fitted.

Key words: heat advection; moist surface; flux–profile relationships; nonlinear action; transfer equation.