

南极近地层大气的热量逆梯度输送现象

朱 蓉

(北京大学地球物理系, 北京, 100871)

徐大海 卞林根

(中国气象科学研究院, 北京, 100081)

李宗恺

(南京大学大气科学系, 南京, 210093)

摘 要

根据南极中山站观测结果, 分析了南极地区近地层热量逆梯度输送的现象。结果表明南极地区在近地层逆温较明显时, 常会出现热量逆梯度输送的现象; 同时也探讨了近地层在稳定层结条件下, 热量逆梯度输送通量的多尺度计算方法。计算结果表明, 逆梯度输送的感热通量主要是由浮力湍流的穿越能力决定的, 而经典的梯度输送公式在该场合下无法使用。

关键词: 逆梯度输送, 热通量, 湍流, 时间尺度。

1 引 言

很早以前人们就注意到, 整个对流层大气的平均温度直减率为 $0.6^{\circ}\text{C}/100\text{ m}$ 左右, 属于稳定大气, 然而大气热能却源于地面, 热量是由下而上输送的。在中性和稳定大气边界层中也能经常观测到热量从下向上的零梯度或逆梯度输送现象。Lettau 和 Davidson^[1] 在大平原湍流野外试验中观测到距地面 100m 高度有向上逆梯度输送的热通量; Webb^[2] 在距地面 25 m 高度处观测不到温度梯度, 风速很小, 但却有很强的热对流; Bunker^[3] 通过飞机探测到在西大西洋上空 150~550 m 高度上热量逆梯度向上输送; Telford 和 Warner^[4] 也是用飞机观测到距地面 150, 350 和 1250 m 高度上热量是逆梯度向上输送的; Wong 和 Brundidge^[5] 在得克萨斯的 Cedar Hill 塔上观测时发现, 在早晨 03~07 时经常出现热量逆梯度向上输送的现象。Thmoas 和 Townsend^[6] 在实验室内将两个金属板上下水平放置, 加热其中一块金属板, 从而研究两金属板间空气的热对流, 结果发现其中有 50% 的空气处于等温的状态, 而热量却能穿过这层空气传输过去。Deardorff 和 Willis^[7] 室内实验中也发现了这种现象。我们分析南极近地面观测资料, 发现即使在很强逆温条件下仍然有热量的逆梯度输送。这些都说明在重力存在的情况下, 流体或大气中的热量湍流输送与基于分子传导理论的热量梯度输送有着本质的差异。

初稿时间: 1998 年 3 月 30 日; 修改稿时间: 1999 年 2 月 23 日。

资助课题: 国家自然科学基金(49475247 和 49735180) 及国家南极“九五”攻关项目。

现为中国气象科学研究院在职研究生。

为了描述热量逆梯度输送现象, Deardorff^[7]在梯度输送理论中加入一个参数 r_c 得到经验公式

$$\overline{w' \theta'} = - K_h \left(\frac{\overline{\theta}}{z} - r_c \right) \tag{1}$$

1961年6月12日 Telford 和 Warner 用飞机观测到的 350 m 高度上的资料, 计算得到 $r_c = 6.5 \times 10^{-4} \text{ }^\circ\text{C m}^{-1}$ 。进一步需要解决的问题是, r_c 的物理内涵是什么, 在热量逆梯度输送时如何计算感热通量等。

2 感热通量的计算方法

热量逆梯度输送的现象是经典混合长理论无法解释的。Priestley 和 Swinbank^[8]考虑到气块温度不同于周围环境温度时会上升或下降, 在混合长方程中加入一个浮力项进行修正, 但试验证明这个理论的计算结果与实际测量的结果不一致。Deardorff^[7]的经验公式虽然能描述热量逆梯度输送的现象, 但是式(1)中的 K_h 无法确定, 因此不能具体计算出感热通量。杨大升^[9]从计算湍流属性输送通量密度的普遍公式 $Q = \overline{w' S'}$ 推导出热量的湍流输送通量密度

$$Q_T = c_p K_T \left(- \frac{d}{dz} \right) + c_p \overline{w' T_0''} \tag{2}$$

由于式(2)右边浮力项 $c_p \overline{w' T_0''}$ 总大于零, 因此, 在稳定条件下, 如果这一项的大小能超过前一项, 那么 Q_T 就有可能为正值, 热量也就会从下向上传播。但从式(2)仍无法具体计算出感热的湍流输送通量密度。Sorbjan^[10]将感热的垂直输送表示为:

$$\frac{\overline{w' \theta'}}{t} = - \frac{\overline{\theta}}{w^2} \frac{d}{dz} - \frac{\overline{w' \theta''}}{z} + \frac{g}{z} \frac{\overline{\theta}}{z} - \frac{1}{0} \frac{\overline{\theta' p'}}{z}$$

在定常条件下, 同时考虑到上式右边第二项的量级甚小, 可以忽略, 再对气压作用项参数化, 即令

$$\frac{1}{0} \frac{\overline{\theta' p'}}{z} = \frac{\overline{w' \theta'}}{z} \tag{3}$$

则可得到:

$$\overline{w' \theta'} = - \left(\overline{w^2} \frac{d}{dz} - \frac{g}{z} \right) \tag{4}$$

然而式(3)的理论依据不很清楚。其中 τ 为湍流时间尺度参数。式(4)也没有相应的试验验证。徐大海^[11]从多尺度分解概念出发, 建立了多尺度雷诺方程组。证明了平均运动的雷诺交换项应为各级子平均运动非线性项的平均和。将子尺度运动处理为描述质点个别运动的 Langevin 形式, 推导出感热输送通量的表达式:

$$\overline{w' \theta'} = \frac{2}{w} T_H \left(\frac{g}{2} - \frac{\overline{\theta}}{z} \right) \tag{5}$$

该式与 Sorbjan 通过参数化得到的结果一致, 其中 Langrange 湍流时间尺度为 T_H 它的倒数为温度脉动时间尺度与垂直速度脉动时间尺度的倒数和(称“并联和”)。脉动时间尺度可以通过大气湍流的多尺度分解所求得的相关函数的线性组合而得到^[12]。因此, 根据式(5)能够具体计算出感热通量。

将式(5)与式(1)比较发现, 式(5)中的 $\frac{g}{2}$ 就相当于式(1)中的 r_c , 可以认为 r_c 是由环

境温度、重力加速度、位温和垂直速度的脉动均方差决定的。因此在高纬度寒冷地区 r_c 较大; 地形复杂地区 w 较大, r_c 就较小; 反之平原地区气流平稳, r_c 就较大。当 w 较小而其他条件相同时, r_c 也较大。

3 南极近地层感热通量的计算及结果分析

3.1 南极近地层观测资料简介

1994 年 12 月 15 日到 1995 年 1 月 6 日中国在南极进行了边界层观测试验^[13], 观测内容包括大气风温脉动量、大气廓线和辐射平衡等项目。观测点位于 69°25′S, 76°16′E, 在东南极大陆的拉斯曼丘陵南部冰盖上, 海拔高度约 200 m, 距中山站约 8 km。该地原为苏联南极冰盖机场, 四周地势平坦, 地表雪面状况具有南极冰盖大范围的代表性。观测期正值极昼, 太阳辐射极强, 白天雪面有明显的溶化现象, 呈松软状态, 夜间坚硬。风速、温度脉动值用中国科学院大气物理研究所研制的新一代 FA-11 型超声风温仪连续测量, 观测高度 4 m, 频率 10 Hz。同时在 0.5, 2 和 8 m 高度处测量 10 min 平均的风速和温度值。

研究中选用的是 12 月 18, 19 和 25 日中的 41 组风速、温度脉动资料和相应的风速、温度梯度资料, 脉动资料长度多数为 30~50 min, 个别资料长度为 25~30 min。表 1 列出了每个时次的观测结果, 可以发现, 这 3 d 近地层一直存在着逆温, 夜间、早晨和下午热量都是从下向上逆梯度输送的, 说明近地层热量输送的负粘性现象并不是只发生在中性和不强的稳定层结大气中。9~13 时由于温度脉动值较小, 逆温仍存在, 热通量为负值。

图 1 是感热通量的平均日变化情况, 图 2 为地面温度和风速平均日变化, 图 3 为距地面 0.5, 2 和 8 m 高度上的温度平均日变化。从图中看出地面温度随着太阳高度角的升高而升高, 随着太阳高度角的降低而降低。地面风速是白天小, 夜间大。感热通量在夜间大, 白天小, 中

表 1 1994 年 12 月南极中山站 41 组观测资料平均结果

时间 (地方时)	感热通量 ($\text{W} \cdot \text{m}^{-2}$)	地面温度 ($^{\circ}\text{C}$)	地面风速 ($\text{m} \cdot \text{s}^{-1}$)	位温梯度 ($^{\circ}\text{C} \cdot \text{m}^{-1}$)
01	37.15	- 4.57	6.65	0.071
02	20.47	- 4.41	7.16	0.067
03	31.16	- 4.12	7.29	0.064
04	24.83	- 3.87	7.48	0.052
05	19.39	- 5.97	7.26	0.055
06	19.35	- 3.01	6.27	0.037
07	7.52	0.06	5.37	0.027
08	3.24	- 2.02	5.23	0.032
09	- 7.79	- 1.48	4.23	0.033
10	- 12.41	- 1.01	3.97	0.039
11	- 11.15	- 0.58	2.83	0.044
12	- 10.77	- 0.39	2.12	0.056
13	- 6.00	- 1.25	2.55	0.035
14	4.30	- 0.22	1.30	0.081
15	4.86	- 0.14	0.58	0.098
16	7.99	- 0.16	0.69	0.109
17	5.90	- 0.91	1.54	0.063
18	1.53	- 1.06	0.87	0.083
19	7.53	- 1.38	2.44	0.074
20	1.49	- 2.21	3.66	0.105
21	- 0.23	- 2.44	7.56	0.063
22	16.47	- 4.19	2.24	0.148
23	25.56	- 4.93	1.59	0.123

午时的热量从上向下梯度输送, 其它时间热量都是从下向上逆梯度输送。从温度的垂直分布来看, 基本上都是上层温度高, 下层温度低, 但也有上层和下层温度低, 中层温度高的情况。根据湍流输送的非局地性理论^[14~15], 湍流通量的传输过程是穿越的(transilient), 所以超声风温仪所在的 4m 高度处的大气稳定度, 应该由 0.5~8m 和 2~8m 的大气稳定状态

决定。在 08~18 时之间, 2m 高度处温度比 0.5m 处高; 8m 处的温度比 2m 处低, 但比 0.5m 处高; 而 4m 高度处观测的感热通量是从上向下输送的。用 2~8m 的稳定度计算出的结果全部与事实相反, 而 0.5~8m 的逆温状态下计算出的部分结果与事实一致。由此推测较大尺度的涡旋对 4m 高处热通量的形成起了一定作用。由于该时段内温度层结比较复杂, 如果在 4~8m 之间有平均场观测的话, 计算结果与观测事实可能符合得更好。

3. 2 计算 r_c

由式(1)与式(5)可知

$$r_c = \frac{g}{2} \frac{z^2}{w}$$

(6)

根据式(6)用南极 12 月 18, 19 和 25 日中的 41 组资料计算 r_c , 平均后得到 r_c 的日变化, 见图 4。白天 r_c 值较小, 傍晚到夜间 r_c 的值较大(其中 19~21 时只有一个样本, 不具有代表性)。式(1)中 r_c 表示对热通量从下向上的输送作用, 对照图 3 看出傍晚到夜间正是降温较强的阶段, 似乎可以推断在逆温条件下, 热通量逆梯度输送进一步降低了地面温度, 是地面附近的逆温不断增强的原因之一。

3. 3 感热通量的计算

3. 3. 1 相似理论的计算方法

在相似理论中, 地表层风速梯度、温度梯度和莫宁-奥布霍夫长度 L 分别表示为

不稳定层结:

$$\frac{0.4z}{u^*} \frac{\bar{u}}{z} = \left(1 - 15 \frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{4}}$$

(7)

$$\frac{0.4z}{*} \frac{-}{z} = 0.74 \left(1 - 9 \frac{z}{L}\right)^{-\frac{1}{2}}$$

(8)

稳定层结:

$$\frac{0.4z}{u^*} \frac{\bar{u}}{z} = 1 + 5 \frac{z}{L}$$

(9)

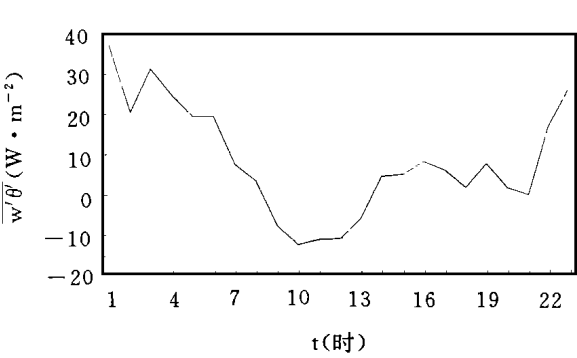


图 1 感热通量的平均日变化
(实线是温度曲线, 点线为风速曲线)

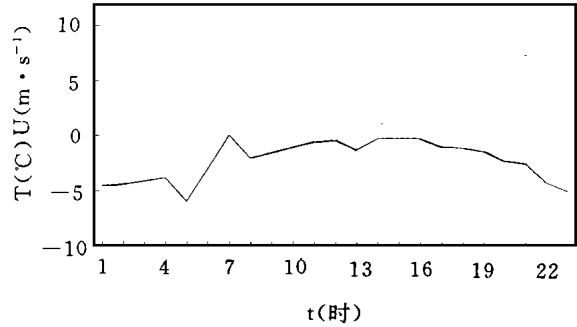


图 2 地面温度和风速平均日变化

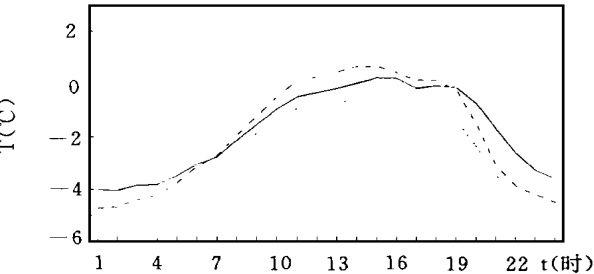


图 3 距地面 0.5, 2 和 8m 高度上的温度平均日变化
(实线、虚线、点线分别为 8, 2, 0.5m 处温度曲线)

$$\frac{0.4z}{*} \frac{-}{z} = 0.74 + 5 \frac{z}{L} \quad (10)$$

$$L = \frac{u_*^2}{0.4 \frac{g}{*}} \quad (11)$$

将式(7)和(8)或式(9)和(10)与式(11)联立,用叠代法可求出 L ,然后求出 u^* 和 $*$,最后按照式(12)得到 $\overline{w'w'}$ 。

$$\overline{w'w'} = -u_*^* \quad (12)$$

3. 3. 2 湍流统计理论的计算方法

在湍流统计理论中,大气湍流可分解为不同尺度的相关运动^[11]。若认为是均匀定常的,则每组大尺度涡旋可像布朗运动一样用 Langevin 方程来描述其中心运动

$$\left\{ \begin{aligned} \frac{du'}{dt} + a_1 u' &= u'' \\ &\dots \\ \frac{du^{(i)}}{dt} + a_i u^{(i)} &= u^{(i+1)} \\ &\dots \\ \frac{du^{(n)}}{dt} + a_n u^{(n)} &= u^{(n+1)} \end{aligned} \right. \quad (13)$$

其中:

$$a_i = - \left. \frac{dR_i(t)}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{T_i}$$

通解为:

$$R(\) = \sum_{i=1}^n C_i e^{-t/T_i} \quad (14)$$

$R(\)$ 为相关函数

$$R(\) = \frac{\overline{u(t+ \)u(t)}}{u(t)^2} \quad (15)$$

T_i 为第 i 阶湍涡的自相关时间尺度,它与自身的尺度成正比,与分裂成小涡的能力成反比^[12]。 C_i 为第 i 阶湍涡的动能对整个大湍涡的动能的比值。 C_i 和 T_i 的值可以根据野外观测资料直接算出相关函数 $R(\)$,再通过指数拟合法求得。这时求出的时间尺度为欧拉时间尺度,可根据关系式^[16]

$$\frac{T_L}{T_E} = \frac{1}{2[1 - 2e^{-\frac{1}{2}} + \frac{1}{2}(1 + 3\tan^2 \) (1 + e^{-2} \)]} \quad (16)$$

将欧拉时间尺度转换成拉格朗日时间尺度,式中 σ 为风向脉动角标准差。整个大湍涡的时间尺度为

$$T_L = \sum_{i=1}^n C_i T_{Li} \quad (17)$$

将大气运动分为平均运动和子平均运动,则多尺度运动相互作用的雷诺方程组为

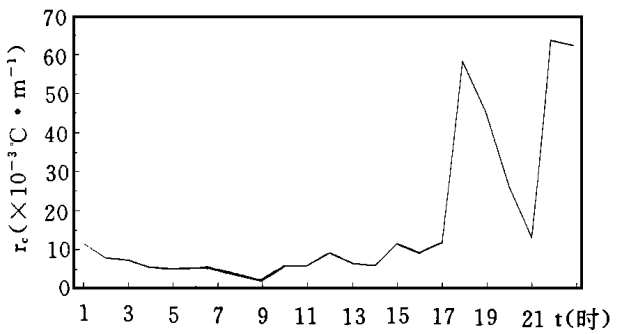


图4 r_c 的日变化

$$\begin{cases} \frac{du'}{dt} + w' \frac{\bar{u}}{z} = -u' + 1 \\ \frac{dw'}{dt} + \frac{g}{\bar{\theta}} - w' = 2 \\ \frac{d\theta'}{dt} + w' \frac{\bar{\theta}}{z} = -\theta' + 3 \end{cases} \quad (18)$$

其中考虑了浮力作用, 稳定后的解为

$$\overline{w'\theta'} = \frac{1}{\frac{2}{w} + \frac{1}{T_H}} \left(\frac{g}{\bar{\theta}} \frac{2}{w} - \frac{\bar{\theta}}{z} \right) = \frac{2}{w} T_H \left(\frac{g}{\bar{\theta}} \frac{2}{w} - \frac{\bar{\theta}}{z} \right) \quad (19)$$

式中
$$\frac{1}{T_H} = \frac{1}{T_{wus}} + \frac{1}{T_s} \quad (20)$$

T_{wus} 和 T_s 分别为 w 和 θ 的自相关时间尺度。

3.4 计算结果分析

以下分别用相似理论和上述多尺度湍流统计理论进行对比计算, 为避免丢失有用信息, 所用原始资料均未作挑选, 全部参与统计。图 5 为用相似理论计算出的感热通量与实测值的比较, 可以看出热量梯度输送时, 计算值与实测值吻合得比较好, 而在热量逆梯度输送时, 相似理论计算出的感热通量不可能是正值, 因此就整体而言, 计算结果无规律可循。

图 6 为用多尺度湍流统计理论式 (19) 计算出的感热通量与实测值的比较, 发现计算值与实测值的吻合程度有了很大的改进。但有几个点的计算值与实测值符号相反, 这都发生在 08 时至 18 时温度层结比较复杂的情况下。

式 (19) 右边有两项, 第一项反映湍涡输送热量的穿越能力, 第二项是热量的梯度输送项, 为了比较这两项在热量逆梯度输送中的作用, 令

$$\overline{w'\theta'} = F_1 + F_2 \quad (21)$$

则
$$F_1 = T_H \frac{g}{\bar{\theta}} \frac{2}{w} \quad (22)$$

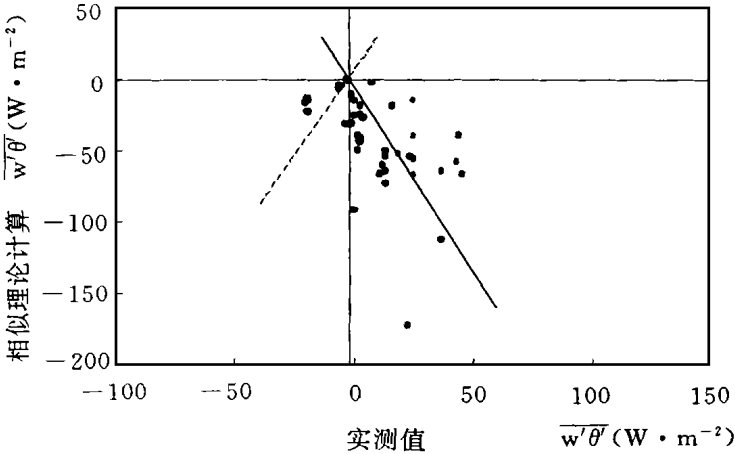


图 5 用相似理论计算出的感热通量与实测值的比较
(实线表示热量逆梯度输送时的拟合曲线, 虚线表示热量梯度输送时的拟合曲线)

$$F_2 = - \frac{{}^2_wT_H}{z}$$

(23)

然后对式(22)用南极出现热量逆梯度输送时的资料进行计算,再与实测值进行比较,见图7。从图7中可见,这种计算方法能反映出近地层热量逆梯度输送的现象,而且计算值与实测值比较吻合。式(23)的形式与相似理论一致, 2_wT_H 就相当于热量湍流交换系数 K_H , 不能反映出近地层热量逆梯度输送的现象。因此,说明在热量自下向上逆梯度输送时,式(19)中右边第一项是主要的,也就是说湍流的穿越能力起主要作用,与温度的局地梯度的关系较小,因此仅仅用梯度输送理论是无法解释这种现象的。

也可以认为式(19)中的第一项是一个修正项,是对相似理论中感热通量公式的一个修正。如何表达这一项,以便更准确地描述近地层热量输送的特性,还需要进一步的研究和充分的野外试验。

4 结 论

南极地区 1994 年 12 月 18, 19 和 25 日期间,近地层温度垂直分布一直是逆温的。当太阳升到天顶时,地面由于雪的覆盖,多数的太阳辐射被反射回大气,地面的加热主要来自近地层大气向下输送的湍流热通量。太阳高度角降低时,地面冷却降温,湍流热通量又向上输送,逆温得到加强。浮力对湍流热通量的输送起了主要作用。稳定层结条件下湍流

多尺度湍流统计理论计算值

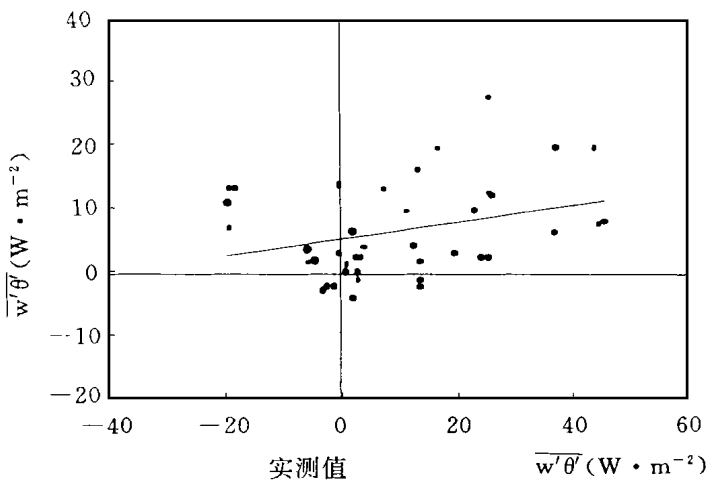


图 6 多尺度湍流统计理论计算出的感热通量与实测值

计算值 F_1 ($W \cdot m^{-2}$)

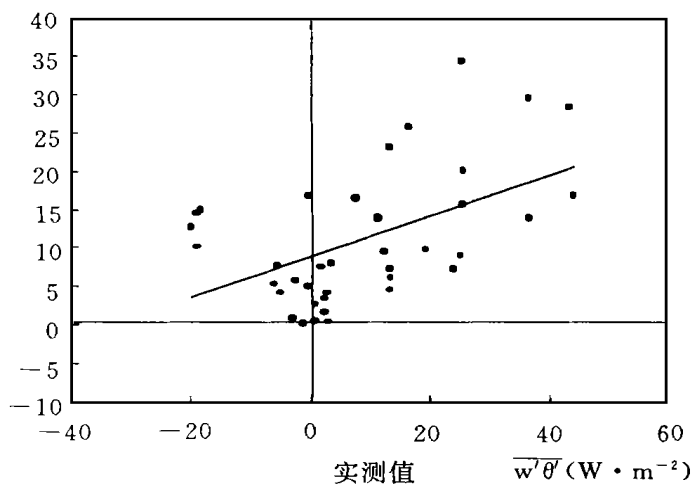


图 7 出现热量输送负粘性现象时 F_1 计算值与实测值比较

热通量仍向上输送的现象, 在以往的近地层试验中也时有出现, 但由于用湍流梯度输送理论无法解释, 这种现象通常被忽略了。通过分析南极地区近地层热量逆梯度输送的现象, 得到以下结论:

(1) 南极地区近地层大气逆温较强时, 也会出现热量自下向上输送的负粘性现象, 这对近地面逆温的发展和维持具有重要意义;

(2) Deardorff 在通量梯度输送理论中加入的修正参数 r_c 是由 g , τ , 2 和 2_w 决定的, 从资料分析来看, 白天 r_c 值较小, 傍晚到夜间降温较强时 r_c 值较大, 说明热通量从下向上的输送对地面降温起了很大的作用;

(3) 在近地层大气稳定层结条件下, 热量逆梯度输送过程中, 湍流的穿越能力起主要作用。在计算逆梯度输送的感热通量时, 湍流统计理论比相似理论有很大进步。

参考文献

- 1 Lettau H H, Ben Davidson. Exploring the Atmosphere's First Mile. New York: Pergamon Press, 1957. 343pp
- 2 Webb E K. Vanishing potential temperature gradient in strong convection. Quart J Roy Meteor Soc, 1958, 84: 118- 125
- 3 Bunker A F. Measurements of counter-gradient heat flux in the atmosphere. Aust J Phys 1956, 9: 133- 143
- 4 Telford J W, Warner J. Fluxes of heat and vapour in the lower atmosphere derived from aircraft observations. J Atmos Sci, 1964, 21: 539- 548
- 5 Wong E Y J, Brundidge K C. Vertical and temporal distributions of the heat conductivity and flux. J Atmos Sci, 1966, 23: 167- 178
- 6 Thmoas D B, Townsend A A. Turbulent convection over a heated horizontal surface. J Fluid Mech, 1957, 2: 473 - 492
- 7 Deardorff J W. The contragradient heat flux in the lower atmosphere and in the laboratory. J Atmos Sci, 1966, 23: 503- 506
- 8 Priestley C H B, Swinbank W C. Vertical transport of heat by Turbulence in the atmosphere. Proc Roy Soc, London, 1947, A189, 543- 561
- 9 杨大升, 刘余滨, 刘式适. 动力气象. 北京: 气象出版社, 1983. 337~339
- 10 Sorbjan Z. Structure of the atmospheric boundary layer. New Jersey: Prentice- Hall, Inc, 1989. 55- 61
- 11 徐大海. 关于不同尺度大气运动中的雷诺交换. 气象学报, 1992, 50(3): 257~271
- 12 徐大海. 多尺度大气湍流的扩散及扩散率. 气象学报, 1989, 47(3): 302~311
- 13 卞林根, 陆龙骅, 贾朋群. 南极冰盖极昼期间近地面湍流特征的实验观测. 中国科学(D 辑), 1997, 27: 469~474
- 14 Stull. Transilient turbulence theory. Part I: The Concept of eddy- mixing across finite distances. J Atmos Sci, 1984, 41: 3351- 3367
- 15 Stull Hasegawa. Transilient turbulence theory. Part II: Turbulent adjustment. J Atmos Sci, 1984, 41: 3368- 3379
- 16 徐大海. Lagrange 与 Euler 时间积分尺度之间关系的统计动力学物理模型. 气象学报, 1992, 50(2): 138~151

THE COUNTERGRADIENT HEAT FLUX IN THE ATMOSPHERIC SURFACE LAYER IN THE SOUTH POLE

Zhu Rong

(*Department of Geophysics, Peking University, Beijing, 100871*)

Xu Dahai Bian Lin'gen

(*Chinese Academy of Meteorological Sciences, Beijing, 100081*)

Li Zongkai

(*Department of Atmospheric Sciences, Nanjing University, Nanjing, 210093*)

Abstract

Countergradient heat flux in the surface layer in South Pole is analyzed based on the data obtained from the field experiments near China Zhongshan Observatory in South Pole. The analyses show that the countergradient heat flux often occurs in the stable atmospheric surface layer even when the inversion strength is fairly strong. A multiscaling method of calculating the countergradient heat flux is also discussed at the stable stratification in the surface layer. The calculating result makes it known that the countergradient heat flux is mainly caused by the penetration of buoyancy turbulence eddy and the flux nearly is so independent to the temperature gradient that the classic gradient transfer formula is fail to be useful in that cases above stated.

Key words: Countergradient transfer, Heat flux, Turbulence eddy, Time-scale.