

原始方程系统中的无加速定理

II: 纬向平均温度的变化*

吴国雄 陈 彪**

(LASG, 中国科学院大气物理研究所)

提 要

利用作者在本文第 I 部分提出的原始方程系统中的无加速定理, 这部分讨论大气动量、热量的内外源强迫对纬向平均温度场的作用. 数值计算结果表明: 外源热力强迫引起的温度场的变化主要在对流层下层; 而热力内强迫的作用在中高纬对流层中分布较均匀, 两者在维持纬向平均温度场的变化中十分重要. 机械外强迫和机械内强迫各自的贡献次之. 平均经圈环流的贡献则主要在对流层顶附近及平流层中. 由于热力内强迫产生的位温变化在一定程度上大致被热力外强迫所平衡, 而机械内、外强迫则具有相似的空间分布, 从而, 总的热力强迫所引起的位温变化的分布基本上为总的机械强迫作用所平衡. 纬向平均位温的准定常状态由此得以维持.

关键词: 无加速; 温度变化; 热力强迫; 机械强迫; 经圈环流.

一、引 言

60 年代初, Eliassen 和 Palm (1960)^[1], 以及 Charney 和 Drazin (1961)^[2] 提出了关于平均气流和波动相互作用引起平均场变化的无加速理论. 这一理论由于 Andrews 和 McIntyre (1976)^[3] 引进准拉格朗日意义下的平均气流转换方程和定义新的 E-P 通量和余差环流而得以广泛推广. 自此以后, 无加速定理成为研究波流相互作用的重要工具之一. 后来, Edmon, Hoskins 和 McIntyre (1980)^[4] 将无加速定理推广到任意振幅的扰动, 并借此研究定常涡动和瞬变涡动对平均气流的作用. Stone 和 Salustri (1984)^[5] 则定义了湿 E-P 通量, 同时证明湿空气中的无加速定理. 通过研究干、湿模型不同波数域中的 E-P 通量和波流相互作用, 吴国雄等 (1988)^[6] 指出了行星尺度波动和天气尺度波动在与平均气流相互作用中的明显差异.

用上述无加速定理去研究波动的传播和发展对基本气流状态的影响是非常有效的. 但是, 地转系统略去了涡动的垂直输送特征, 在热带地区由于 Rossby 数增大而受到局限. 更主要的是, 上述理论在强调波动发展对基本流的影响时, 忽视了次级环流的反作用. 其实, 在波动传播和发展的过程中, 由于地转平衡和静力平衡因被涡动输送过程所

1989 年 3 月 25 日收到, 5 月 20 日收到修改稿.

* 75-09-01 国家攻关项目; 国家自然科学基金资助项目.

** 现工作单位: 南京气象学院气象系.

破坏,次级环流便被激发以建立新的地转平衡和静力平衡.大气的基本状态从而还受到次级环流的明显影响.为了研究波动自身及波动通过次级环流对大气基本状态的影响,我们在第 I 部分的工作(1989)^[7]中,应用欧拉系统,建立了原始方程中的无加速定理.第二节对此将作简要回顾.在文献[7]中,还利用全球大气环流统计资料(1987)^[8],根据无加速定理去研究平均气流的加速问题.由于无加速定理所阐明的除了平均流的变化外,还包括波动和外源及它们所激发的次级环流对平均温度场的影响,因此有必要研究波流相互作用时温度场的变化情况.本文的目的就是应用上述大气环流统计资料,根据无加速定理去研究平均温度场的变化.第三节集中分析涡动热输送和外源加热对纬向平均位温变化的影响.第四节分析与涡动的动量输送相联系的大气机械内强迫作用和与外部动量源相联系的大气机械外强迫作用对纬向平均温度变化的影响.若干讨论在第五节给出.

二、原始方程系中的无加速定理

Pfeffer(1981)^[9]曾把郭晓岚(1956)^[10]的平均经圈环流方程引进波-流相互作用的研究中,从而考虑了波流相互作用时次级环流的影响.文献[7]采用类似的处理方法去研究原始方程系中的无加速问题.引入分别表征大气稳定性、斜压性和绝对湿度的三个参数 A 、 B 、 C 如下:

$$\begin{cases} A = -(a^2 \bar{\rho} \cos \varphi)^{-1} [\ln \theta]_p, \\ B = (a^2 \bar{\rho} \cos \varphi)^{-1} [\ln \theta]_\varphi, \\ C = (\cos \varphi)^{-1} f \{f - (a \cos \varphi)^{-1} [u \cos \varphi]_\varphi\}. \end{cases} \quad (1)$$

令

$$\begin{cases} F_1 = -\frac{f}{a \cos^2 \varphi} [u^* v^* \cos^2 \varphi]_\varphi, \\ F_2 = -f [u^* \omega^*]_p, \\ F_3 = f \mathcal{F}, \\ F = \sum_{i=1}^3 F_i; \end{cases} \quad (2)$$

$$\begin{cases} H_1 = -\frac{\hat{R}}{a} (a \cos \varphi)^{-1} [v^* \theta^* \cos \varphi]_\varphi, \\ H_2 = -\frac{\hat{R}}{a} [\omega^* \theta^*]_p, \\ H_3 = \frac{\hat{R}}{a} \mathcal{Q}_m, \\ H = \sum_{i=1}^3 H_i; \end{cases} \quad (3)$$

$$\begin{cases} [v] = (\cos \varphi)^{-1} \psi_p, \\ [\omega] = -(a \cos \varphi)^{-1} \psi_\varphi; \end{cases} \quad (4)$$

其中, $[\]$ 表示纬向平均, $*$ 表示对纬向平均的偏差; 脚标 1 和 2 分别标明与涡动的水平和垂直输送相联系的量, 脚标 3 则指示该项与外源强迫有关; F 和 H 分别表示动力和热力强迫作用; ψ 为平均经圈环流函数; 经修正的气体常数 $\hat{R}$ 为

$$\hat{R} = \frac{R}{p} \left(\frac{p}{p_0} \right)^{\epsilon}, \quad (5)$$

其它符号为气象上常用. 由此, 动量方程和热力学方程可写成:

$$[u]_t = f^{-1} C \psi_p + [f + 2a^{-1} u \tan \varphi]^{-1} B \psi_\varphi + f^{-1} (F_1 + F_2 + F_3), \quad (6)$$

$$[\theta]_t = -(a \cos \varphi)^{-1} [\theta]_\varphi \psi_p + (a \cos \varphi)^{-1} [\theta]_p \psi_\varphi + a \hat{R}^{-1} (H_1 + H_2 + H_3). \quad (7)$$

利用原始方程中的热成风关系

$$[f + 2a^{-1} u \tan \varphi] [u]_p = \hat{R} a^{-1} [\theta]_\varphi, \quad (8)$$

并注意到 $[u] / (a \Omega \cos \varphi) \ll 1$, 则从 (6) 和 (7) 式可得如下的平均经圈环流方程:

$$\begin{aligned} \psi_- : (A \psi_\varphi)_\varphi + 2B(\psi_{\varphi p}) + (C \psi_p)_p + B_p \psi_\varphi + B_\varphi \psi_p \\ = (F_1 + F_2 + F_3)_p + (H_1 + H_2 + H_3)_\varphi = F_p + H_\varphi. \end{aligned} \quad (9)$$

如果静力稳定度参数 A 和大气斜压性参数 B 取得与纬度无关, 则 (9) 式蜕变为郭晓岚的平均经圈环流方程 (9)^[10]. 在我们的研究中, A, B 和 C 根据定义 (1) 由实际资料计得, 是 φ 和 p 的函数. 上述 ψ_- 方程的椭圆性判据为:

$$B^2 - AC < 0 \quad (10)$$

易于证明, 在相当高的精度上, (10) 式可等价于

$$R_i > 1, \quad (11)$$

这里 Richardson 数被定义为 $R_i \equiv N^2 / ([u]_t)^2$. 大气中的一般参数满足 (10) 或 (11) 式. 因此, ψ_- 方程 (9) 是椭圆性方程. 当 $F = H = 0$ 时, 由于 ψ 不在内点取得极值, 则对于齐次边条件有平凡解:

$$\psi \equiv 0. \quad (12)$$

在这种情况下 $[u]_t = [\theta]_t = 0$. 于是如令

$$\nabla' \cdot [\vec{V}^* u^*] = \frac{1}{a \cos^2 \varphi} [v^* u^* \cos^2 \varphi]_\varphi + [\omega^* u^*]_p = -f^{-1} (F_1 + F_2), \quad (13)$$

$$\nabla \cdot [\vec{V}^* \theta^*] = \frac{1}{a \cos \varphi} [v^* \theta^* \cos \varphi]_\varphi + [\omega^* \theta^*]_p = \frac{-a}{\hat{R}} (H_1 + H_2), \quad (14)$$

则原始方程系统中的无加速定理可表示为:

$$\text{当 } \mathcal{F} = \mathcal{Q}_m = 0, \text{ 且 } \nabla' \cdot [\vec{V}^* u^*] = \nabla \cdot [\vec{V}^* \theta^*] \text{ 时,}$$

$$[u]_t = [\theta]_t = 0 \quad (15)$$

这就是说, 对于孤立守恒系统, 当纬向平均涡动动量通量和热量通量无辐散时, 纬向平均西风及位温不随时间改变.

由于大气是有强迫耗散的开放系统, (15) 式中 $\mathcal{F} = \mathcal{Q}_m = 0$ 的条件显然太苛刻. 实际

上, (6) — (9) 式告诉我们, 只要动量和热量的内外强迫分别处于平衡中, 而不是各自为零, 无加速定理仍成立. 因此, 推广的无加速定理可表达为:

$$\text{当 } \mathcal{F} = 0, H = 0 \text{ 时, } [u]_t = [\theta]_t = 0 \quad (16)$$

推广的无加速定理指出, 当且仅当大气的内外源不处于平衡状态时, 平均经圈环流才被激发出来, 纬向平均西风及温度的变化才出现. 换言之, 纬向平均西风及温度变化的主动的和第一位的原因是与涡动输送特征相联系的内强迫以及与动量源和热量源相联系的外强迫, 而被动的和第二位的原因是这些强迫所激发的平均经圈环流的效应.

在导出无加速定理 (15) 或 (16) 时, 并没有利用近似假定. 它不仅考虑了涡动的水平输送特征, 还考虑了涡动的垂直输送特征. 更重要的, 它不仅研究被动对平均状态的影响, 还考虑波动 (和外源) 所激发的平均经圈环流对大气平均状态的附加影响. 因之, 原始方程系统中的无加速定理比地转系统中的更为实用.

三、热力强迫对平均位温变化的贡献

$$\text{若令 } \theta_0 = -(a \cos \varphi)^{-1} [\theta]_p \psi_p + (a \cos \varphi)^{-1} [\theta]_s \psi_s, \quad (17)$$

$$\theta_E = a \hat{R}^{-1} (H_1 + H_2), \quad (18)$$

$$\theta_S = a \hat{R}^{-1} (H_3), \quad (19)$$

则位温变化方程 (7) 可简写为

$$[\theta]_t = \theta_0 (H_i, F_i) + \theta_E (H_1, H_2) + \theta_S (H_3), \quad i = \overline{1, 3}. \quad (20)$$

上式右端三项分别表示内外强迫所激发的平均经圈环流、感热涡动输送引起的内强迫和非绝热加热产生的外强迫对纬向平均位温局地变化的影响. 因此, 对给定的热力强迫作用 $H_i (i = \overline{1, 3})$, 除了通过 θ_E (或 θ_S) 直接影响 $[\theta]_t$ 外, 还借助于所激发的次级环流 (见 (9) 式), 通过 (20) 式中的 θ_0 项间接影响 $[\theta]_t$.

为研究不同强迫因子 ($H_i, F_i, i = \overline{1, 3}$) 对平均位温变化的直接和间接作用, 我们从大气环流统计资料^[8]中计得 1980—1984 五年平均 1 月份的各项强迫因子 (见式 (2), (3)), 在零边条件下解得平均经圈环流 (式 (9)), 并通过 (17) — (20) 式比较各因子的不同贡献.

首先考虑水平涡动感热通量的贡献, 这时 $H_1 \neq 0, H_2 = H_3 = F_i = 0 \quad (i = \overline{1, 3})$. 图 1 表明, H_1 的直接影响 $\theta_E (H_1, 0)$ 主要在平流层中以及对流层中高纬地区 (图 1a), 最大值出现在北半球高纬度的平流层, 位温增加强度达每天 10K 左右. 在对流层中, 除热带 ($15^\circ \text{S} - 15^\circ \text{N}$) 有弱正值区外, 位温变化的分布以纬度 45° 为界, 低纬地区减温, 高纬地区升温. 这是因为水平涡动感热输送有使南北的温度梯度趋向减小的作用.

H_1 通过平均经圈环流引起的位温变化 (θ_0 , 见图 1b) 这种间接作用主要集中在对流层上层, 尤其是平流层中. 在那里, θ_0 的分布与 θ_E 的分布 (图 1a) 相似但几乎处处反号. 由于在平流层中位温度更趋水平, 且具有极大的直减率, 因此方程 (7) 可近似地写成.

$$[\theta]_t = -[\omega] [\theta]_p + \theta_E + \theta_S. \quad (21)$$

在准定常场合, θ_E 或 θ_S 的直接作用因而必须由经圈环流的作用去补偿. 换言之, H_1 所激发的次级环流起着反抗 H_1 的直接强迫的作用, 使平流层低纬地区增温, 高纬地区降温.

H_1 强迫引起的总的平均位温倾向分布(图 1c)与直接效应 θ_E 的分布相似,但平流层各中心的强度减弱约 $1/3$.而对流层 300hPa 以下地区变化不大,反映了中高纬地区平均经圈环流热输送较弱这一事实.因此, H_1 直接强迫和间接强迫的共同作用是削弱中纬地区平均的水平温度梯度,使中纬大气的斜压性减小,在研究 H_1 对西风变化的影响时^[7],我们曾指出 H_1 的强迫作用减小了中纬地区西风的垂直切变.从热成风平衡约束的观点来看,两者的一致是显而易见的.

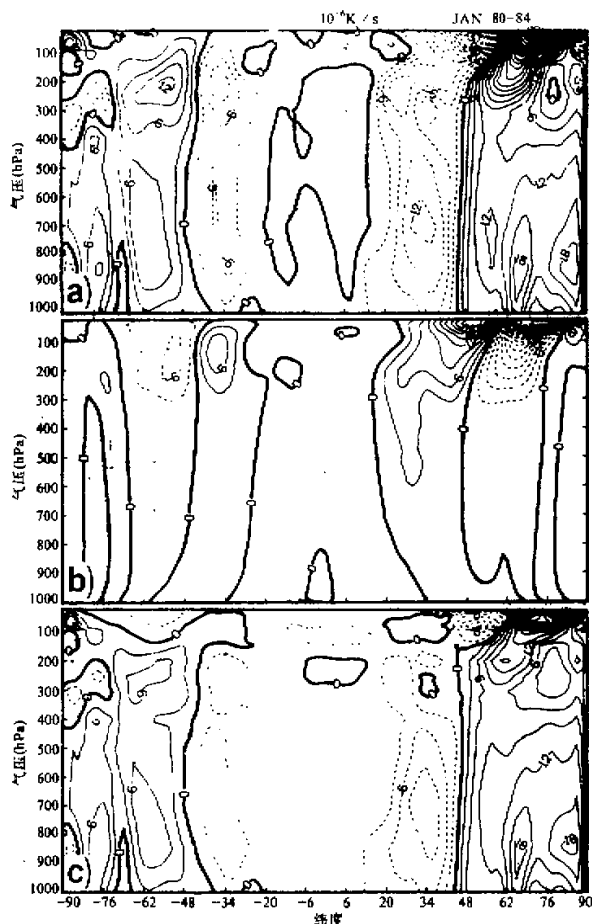


图 1 1 月份水平涡动感热通量的内强迫作用 H_1 造成的纬向平均位温的时间变化分布

(a) θ_E : 直接的涡动效应; (b) θ_0 : 间接的涡动效应; (c) $[\theta]$: 总的位温倾向. 单位: $10^{-6} \text{K} \cdot \text{S}^{-1}$.

涡动的垂直感热输送作用 H_2 引起的位温变化如图 2 所示, 两半球涡动直接强迫 $\theta_E(0, H_2)$ 的中心均在对流层中纬度 45° 附近(图 2a), 高层增温, 低层降温. 增温最大值在 300hPa; 减温最大值则位于 1000hPa, 强度近 $2\text{K}/\text{d}$. 这种分布表明, 涡动的垂直热输送对对流层中位温的局地变化是十分重要的; 还表明它是使中纬度地区大气稳定度增加的重要因子.

与 $\theta_0(H_1)$ 的分布(图 1b)相似, H_2 所激发的平均经圈环流的作用 $\theta_0(H_2)$ 主要在对流层上部和平流层中(图 2b), 分布特征与直接作用 $\theta_E(0, H_2)$ 相似, 但符号相反, 且量级较

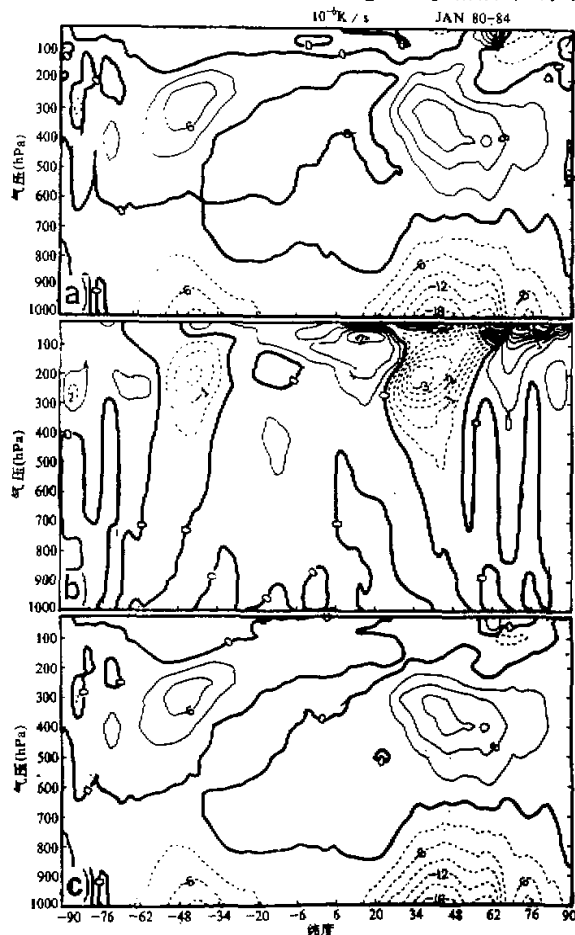


图 2 1 月份垂直涡动感热通量的内强迫作用 H_2 造成的纬向平均位温的时间变化分布

(a) 直接涡动效应 $\theta_E(0, H_2)$; (b) 间接涡动效应 $\theta_0(H_2)$; (c) 总的位温倾向 θ , 单位: $10^{-6} \text{K} \cdot \text{S}^{-1}$.

小, 于是, H_2 引起的对平均温度倾向的总作用(图 2c) 与直接作用相仿, 是大气热量收支中不可忽视的因子. 由于准地转模式不显式地包括该项, 一种行之有效的方法是把 $-\partial(\omega \cdot T^*) / \partial p$ 的贡献看作非绝热加热的一部分, 从而考虑了它对温度变化的贡献.

涡动的水平和垂直感热输送的共同作用 ($H_1 + H_2$) 引起的位温变化由图 3 表示. 其分布与 H_1 的作用较接近, 但在中纬度受到垂直涡动输送的明显影响. 于是, 原图 1a 和 1c 中位于中高纬度的增温区在高层向 45° 以外的低纬伸展, 增温强度加大; 而原位于中低纬度的减温区则在低层向高纬地区伸展, 强度也加大. 两者的共同作用一方面减弱中纬度地区的水平温度梯度和斜压性, 另一方面增加副热带及中纬地区对流层下层的静力稳定度.

由大气的非绝热加热所定义的外强迫 H_3 引起的位温变化如图 4 所示. 非绝热加热的

直接效应 $\theta_s(H_3)$ 与其它作者的有关研究结果(如 Pfeffer, 1981^[9])大体一致,即主要的加

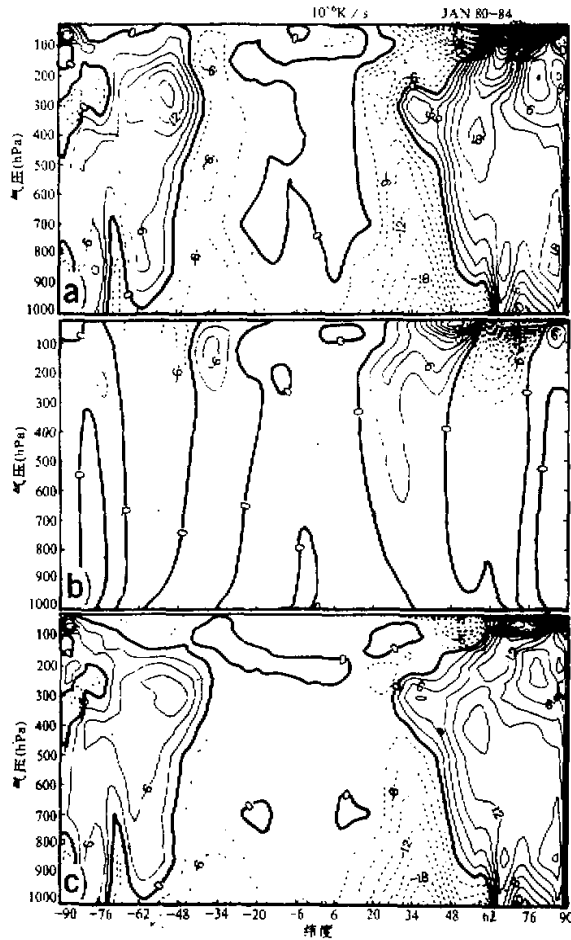


图3 1月份总的涡动感热输送的内强迫 H_1+H_2 造成的纬向平均位温的时间变化分布

(a)直接涡动效应 $\theta_E(H_1, H_2)$; (b)间接涡动效应 $\theta_0(H_1, H_2)$; (c)总的位温倾向 θ_t , 单位: $10^{-6} \text{K} \cdot \text{s}^{-1}$.

热升温区位于中纬度对流层下层, 自由大气及高纬地区为辐射冷却降温区(图 4a). 经圈环流的间接效应 $\theta_0(H_3)$ 在高层抵消了约一半的直接效应, 在低层作用微弱(图 4b). 因此, 总的位温趋势(图 4c)基本上由直接效应决定. 其一般的特征是加强高低纬度的温度对比及中纬地区的斜压性, 并且减少中低纬度地区对流层中下部的静力稳定度.

内外热力强迫的总效应 $(\theta_E(H_1+H_2)+\theta_s(H_3))$ 对位温变化的共同作用见图 5 所示. 由于涡动的感热输送一般平衡着非绝热加热而维持着大气热量收支的准平衡态, 因此, 在中、下对流层, 图 3c 中的 $\theta_E(H_1, H_2)$ 与图 4c 中的 $\theta_s(H_3)$ 具有相互抵消的分布状态. 这种直接作用只有在平流层中才被经圈环流的间接作用 $\theta_0(H)$ 显著抵消(约一半, 见图 5a 和 5b). 总的位温倾向(图 5c)在自由大气中反映着内强迫的特征, 即中低纬温度下降, 高

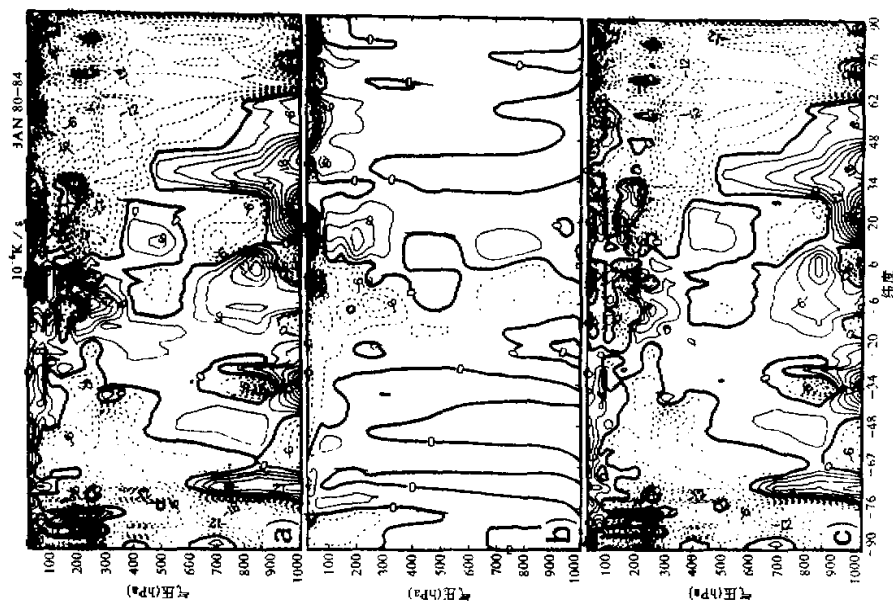


图 4 1 月份非绝热加热的外强迫 H_s 引起的纬向平均位温的时间变化分布
(a) 直接的非绝热加热效应 $\theta_0(H_s)$; (b) 非绝热加热的间接效应 $\theta_0(H_s)$;
(c) 总的位温倾向 [单位: $10^{-4} \text{K} \cdot \text{S}^{-1}$]

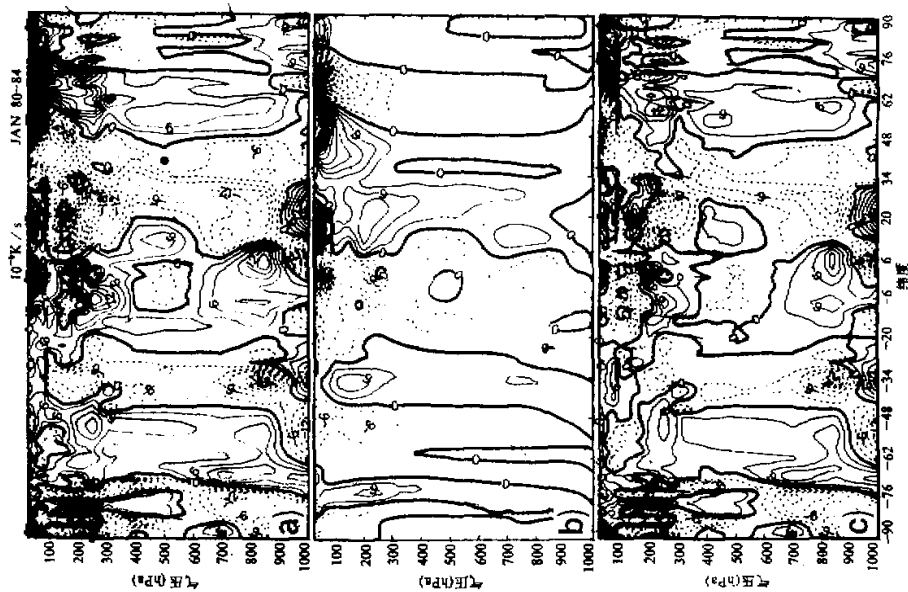


图 5 1 月份总的热力强迫作用 H 造成的纬向平均位温的变化
(a) 总热力强迫的直接效应 $\theta_0(H)$; (b) 总热力强迫的间接效应 $\theta_0(H)$;
(c) 总的位温倾向 [单位: $10^{-4} \text{K} \cdot \text{S}^{-1}$]

纬度温度上升; 在低纬近地面层则保留着外强迫的特点. 因此, 中纬地区的斜压性在低层比在高层更容易维持; 低层的不稳定区域主要出现在副热带至中纬度一带.

四、动量强迫对平均位温变化的贡献

当既无热力内强迫($H_1+H_2=0$)又无外部热源($H_3=0$)时, 或当热力内外源处于平衡状态($H_1+H_2+H_3=0$)时, 方程(20)中 $\theta_E+\theta_S=0$. 然而, 由于动量的内源强迫(F_1, F_2)和(或)外源强迫(F_3)将激发出次级的平均经圈环流 ψ , 通过项 $\theta_0(0, F_i)$ ($i=1, 3$), 它仍会影响平均位温的变化. 这就是说, 在地球大气这一旋转流体中, 除了“微观”的机械摩擦能改变环境的温度外, 宏观的山脉应力、摩擦应力以及动量输送等“机械过程”也能够借助次级环流而影响平均温度场. 这时(20)式简化为

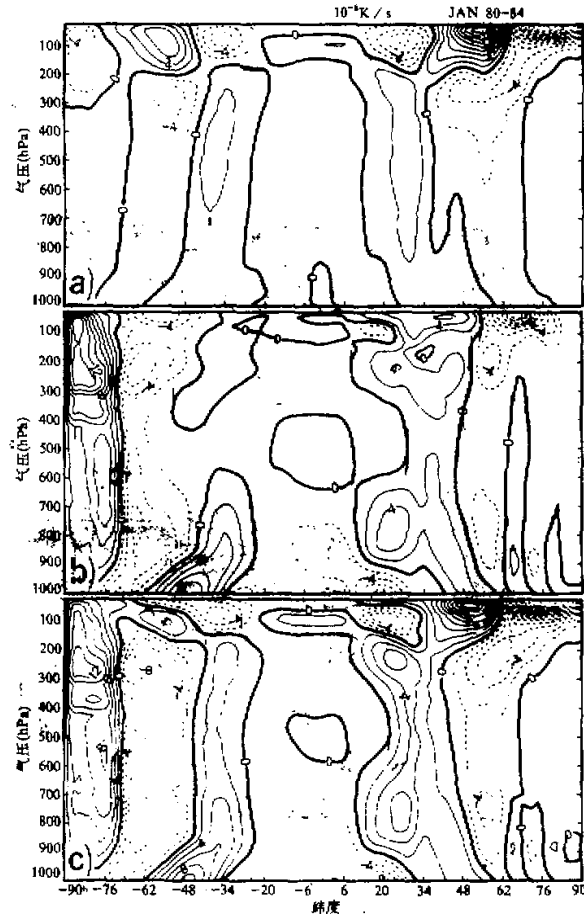


图 6 1 月份动力强迫作用引起的纬向平均位温的变化

(a) 间接涡动效应 $\theta_0(F_1, F_2)$; (b) 外动量源的间接效应 $\theta_0(F_3)$; (c) 总机械强迫的间接效应 $\theta_0(F)$. 单位: $10^{-4} \text{K} \cdot \text{S}^{-1}$.

$$[\theta]_t = \theta_0 (F_1, F_2, F_3) . \quad (22)$$

图 6a—c 分别给出了动量内强迫 (F_1+F_2)、动量外强迫 F_3 及总动量强迫 F 所引起的位温趋势. 由于涡动垂直动量输送的作用 F_2 很小, 使机械内强迫 (F_1+F_2) 的共同作用 (图 6a) 与 F_1 单独作用 (图略) 十分接近, 然其强度在低纬地区减弱. 总的效应是增加对流层上层向极下降的温度梯度, 但在平流层中纬地区引起相反的变化. 动量外强迫 F_3 的作用 (图 6b) 与内强迫的作用在对流层中相似, 即使副热带及中纬度的对流层大气变暖, 高纬大气变冷. 但在平流层中与 (F_1+F_2) 的作用不同, 后者 $[\theta]_t$ 的分布与对流层的相反, 而 F_3 引起的 $[\theta]_t$ 变化与对流层中的分布相同. 而且, 外动量源不仅在高层大气中引起位温的上

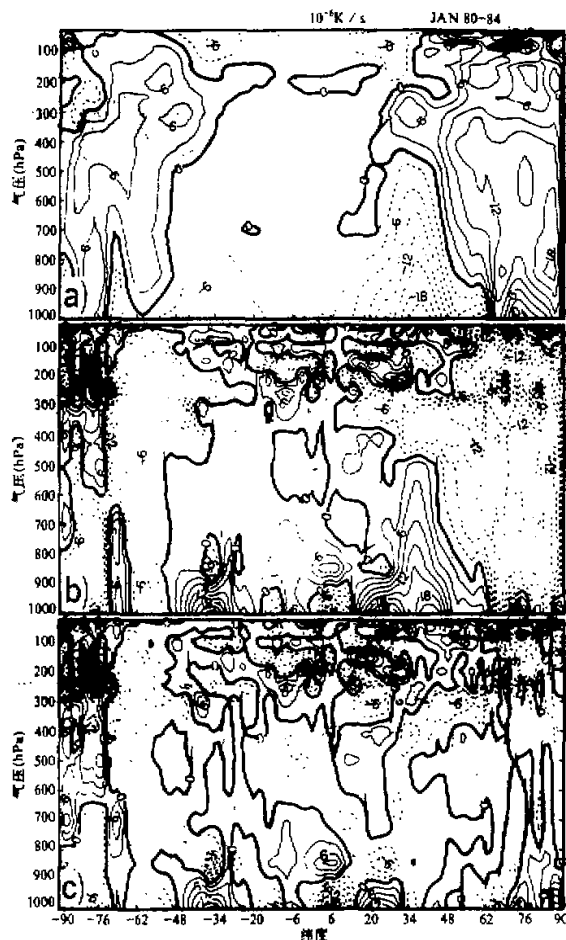


图 7 1 月份动力强迫和热力强迫共同作用下纬向平均位温倾向 $[\theta]_t$ 的分布

(a) 内强迫 ($F_1+F_2+H_1+H_2$) 的总效应; (b) 外强迫 (F_3+H_3) 的总效应;

(c) 总强迫 ($F+H$) 的总效应. 单位: $10^{-6} \text{K} \cdot \text{S}^{-1}$.

述变化,还在对流层下层引起位温的类似变化.而内动量源在对流层下层的作用几乎可忽略不计.总的机械强迫作用 F 引起的位温变化如图 6c 所示,在 500hPa 以上接近内强迫的贡献(图 6a),在 500hPa 以下则与机械外强迫作用(图 6b)相似.尽管总的机械强迫作用引起的位温变化在边界层比总热力强迫 H 的作用(图 5c)小 2—3 倍,但在对流层中,两者的作用大小相当,符号分布相反,趋于互相抵消.因此,在自由大气中,机械强迫作用造成的位温变化对抵消热力强迫作用以维持中纬度向极递减的温度梯度和斜压性来说是非常重要的.我们^[7]曾在第 I 部分的研究中证明,总机械强迫的直接作用维持着中纬度西风的垂直切变.因而,上述由总机械强迫激发的间接环流所维持的中纬度温度梯度正是维持大气的静力平衡和热成风关系所必不可少的.

最后,我们考察热力强迫和动力强迫的综合效应.当把这种综合作用分解为内强迫($F_1+F_2+H_1+H_2$)和外强迫(F_3+H_3)时,由于 F_1 的作用比 $H_j(j=i)$ 的作用小,因此它们对位温倾向的影响(图 7a 和 7b)与相应的纯热力强迫的影响(图 3c 和图 4c)没有明显的差异.看来,热力强迫在维持纬向平均温度场中似乎起主要作用,而机械强迫的作用是次一级的.然而值得注意的是,热力内强迫作用(图 3c)与热力外强迫作用(图 4c)具有互相抵消的分布;而机械内强迫(图 6a)和外强迫(图 6b)却具有相互加强的分布.所以,总的热力作用(图 5c)与总的机械作用(图 6c)引起的位温变化大小相当,符号相反.因此,除近地层外,机械和热力总强迫($F+H$)引起的位温倾向很小,图 7c),使纬向平均温度场维持准定常状态.

五、结 论

对原始方程无加速定理的研究表明,热力内外强迫在维持纬向平均温度场中占首要地位,机械强迫的作用次之.它们的作用是主动的.平均经圈环流的贡献一般是被动的和第二位的,但由于 $[\theta]_p$ 在平流层远比在对流层大,因此其贡献集中在高层.尤其在平流层,其大小与直接强迫作用可相比较.

热力内强迫对位温变化的贡献集中在中高纬度,且垂直涡动热量通量对位温变化的贡献几与水平通量同等重要.其共同作用使中纬地区水平温度梯度减小,大气稳定度增加.热力外强迫作用主要在对流层下层,它使中纬度地区水平温度梯度加强,大气稳定度减小,因而,非绝热加热所产生的位温变化在相当大的程度上被热力内强迫所平衡.

机械内强迫引起的位温变化主要集中在对流层上层和平流层.机械外强迫除了引起平流层的温度变化外,还引起对流层下层的变化.而且,机械内、外强迫引起的位温变化在南北方向有相似的分布.因此,尽管各自对位温变化的贡献不及热力强迫的相应贡献大,但总的机械强迫所引起的位温变化分布却与总热力强迫的强度相当,符号相反.机械强迫和热力强迫的总作用从而维持着位温场的准定常状态.纬向平均温度场的上述特征使热力学方程的简化较为复杂.因而,对热力学方程进行尺度分析时必须小心.

致谢:刘辉先生帮助部分计算,作者在此表示感谢.

参 考 文 献

- [1] Eliassen, A. and E. Palm, 1960, On the transfer of energy in stationary mountain waves, *J. Geof. Publ.*, **22**, No.3, 1-23.
- [2] Charney, J. G. and P.G. Drazin, 1961, Propagation of the planetary-scale disturbance from the lower into the upper atmosphere, *J. Geophys. Res.*, **66**, 83-109.
- [3] Andrews, D. G. and M. E. McIntyre, 1976, Planetary waves in horizontal and vertical shear: the generalized Eliassen-Palm relation and the mean zonal acceleration, *J. Atmos. Sci.*, **33**, 2031-2048.
- [4] Edmon, H. J., B. J. Hoskins and M.E. McIntyre, 1980, Eliassen-Palm cross-section for the troposphere, *J. Atmos. Sci.*, **37**, 2600-2616.
- [5] Stone, P. H. and G. Salustri, 1984, Generalization of the quasigeostrophic Eliassen-Palm flux to include eddy forcing of condensation heating, *J. Atmos. Sci.*, **41**, 3527-3536.
- [6] 吴国雄, 陈彪, 吴正贤, 1988, 不同波数域中干、湿空气的 $E-P$ 剖面 and 余差环流, 大气科学特刊, 94-106.
- [7] Wu, Guo-xiong and Chen Biao, 1989, Non-acceleration theorem in a primitive equation system: I. Acceleration of zonal mean flow, *Adv. Atmos. Sci.*, **6**, No.1, 1-20.
- [8] 吴国雄, 刘还珠, 1987, 全球大气环流时间平均统计图集, 气象出版社, 212页.
- [9] Pfeffer, R. L., 1981, Wave-mean flow interactions in the atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **38**, 1340-1359.
- [10] Kuo, H.L., 1956, Forced and free meridional circulations in the atmosphere, *J. Meteor.*, **13**, 561-568.