第20卷 第3期　　大 气 科 学　　Vol. 20, No. 3
1996 年 5 月　　SCIENTIA ATMOSPHERICA SINICA　　May 1996

夏季副热带相当正压切变线的动力学性质

胡伯威

（武汉暴雨研究所，武汉 430074）

摘 要　切变线风场除伴随温度锋区出现以外，也可以在夏季副热带大尺度弱环境风场中伴随狭窄、深厚的强对流加热带而出现，后者的结构是相当正压的（本文称为 EBtSL）。除 Rossby 数 $Ro = O(\mathrm{d}u / \mathrm{d}t) / f_0 U$ 以外，决定带状准二维运动系统性质的另一个重要参数是 $H = (CZ / f_0 l)^2$，EBtSL 的特点是在跨带水平尺度 l 收缩的同时，铅直尺度 Z（无量纲）并不随之收缩，因而 $H \sim 10$（斜压锋面，$H \leqslant 1$）。在这种情况下，即使非绝热加热率比温度平流大一个量级，且 $Ro = 10^{-1/2}$；$O(|\mathrm{d}\overline{V}_a / \mathrm{d}t|) = 10^{-1/2} O(|\mathrm{d}\overline{V}_g / \mathrm{d}t|)$ 已不符合经典的地转动量近似，但仍旧能够成为排除重力–惯性波的准平衡运动系统，变化的欧拉时间尺度仍取决于平流，即 EBtSL 能持续地容纳特大的潜热释放（和降水）。本文给出 EBtSL 的发展方程和次级环流方程，讨论了 EBtSL 的基本动力学性质。这些结果把关于典型 EBtSL 的一系列观测事实逻辑地联系起来，并给予理论解释，表明 EBtSL 是一种特别有利于持续大暴雨的动力学结构。典型的 EBtSL 是长江流域梅雨晚期自由大气层的切变线。其初生机制是低层干–湿气团界带紧南侧 $\partial^2 \theta_e / \partial y^2$ 负值最大轴附近的带状 CISK。自由大气层中 EBtSL 形成后，在边界层维持着浅薄温度锋区。本文结合 Arakawa–Schubert 平衡理论，简要讨论了关于这种系统的动力学全貌。

关键词　夏季　副热带　相当正压　切变线　动力学性质

1　引言

目前关于中、高纬度锋面已有一套系统、成熟的动力学理论[1]。斜压锋面的风场结构是一条随高度向冷空气一侧倾斜的切变线。在正交于锋面的方向具有收缩的水平距离尺度；与此同时由于锋区是倾斜的，温度场和风场的铅直尺度也相应收缩。因此伴随着强的水平切变而有强的铅直切变。正是由这个基本特点引导出半地转的锋面动力学。而在夏季，当行星锋带稳定在较高纬度的时候，在暖空气控制下的副热带地区，除了诸如飑线等中尺度强对流带以外，也存在着一种尺度与锋面相当的带状暴雨系统。其低层为强的气旋性切变、高层则叠置一负涡度带，其间温度场为深厚竖直的弱暖带。在这个意义上，其结构是相当正压的，暖轴两侧温度梯度并不强，所以相应的自由大气层铅直切变很弱，甚至可以说是准正压的。目前确知的典型例子是梅雨晚期即夏季的长江流域梅雨锋。一般说梅雨锋斜压性都不强，但在不同的时间、地点，其程度有差别。由于它们一般都联系着低层干–湿气团的界面，在我国引申出"湿斜压"动力学理论[2]，以宏观尺度准饱和湿绝热运动的方式引入凝结潜热，它比较适合梅雨早期或梅雨锋东段（东海～日本南部）仍具有相当程度斜压性并以宏观尺度抬升凝结为主的情况。而根据作者曾研究的一些个例[3~6]，梅雨晚期位于长江流域的梅雨锋西段，除边界层（最高可达 850

1994-07-18 收到，1995-03-03 收到再改稿

hPa 附近）有一条因对流降水的非绝热降温而产生和维持着的狭窄冷带及其南侧的汛 温度"锋区"以外，在自由大气中就呈现上述相当正压结构。动力学诊断[5,6]表明，在 种切变线上驱动次级环流的绝对主角是强度约比温度平流大一个量级的积云对流加热 大气中发生着如此强的能量转换而系统的演变缓慢，因而持续、准静止；伴随着持强而 持续的暴雨，但未见过其中有强的气压场（位势高度场）发展。本文针对这些观测事 实，探讨关于副热带相当正压切变线(EBtSL)系统的动力学模型。第 2 节给出一种更适 合于简明地描述深厚相当正压系统中准静力可压缩的动力学过程，也更便于尺度分析的 无量纲对数气压铅直坐标控制方程组。第 3 节通过尺度分析导出 EBtSL 中自由大气层 的运动场性质，比较其与斜压锋面地转动量近似运动场的异同。第 4 节给出 EBtSL 的 自由大气层发展方程和次级环流方程，由此揭示这种系统的基本动力学特点。第 5 节对 这种切变线系统的初生机制和成熟期闭合的动力学全貌作简要的讨论。本文导出的几乎 所有的具体结论，都与作者在文献[3～6]中揭示的典型观测事实一致。在下列各节中， 凡涉及与观测事实的对照，不再赘述。

2　ζ 坐标控制方程组

对于自由大气层采用下列f平面上的非绝热无粘性方程组：

$$\frac{\partial u}{\partial t}+u\frac{\partial u}{\partial x}+v\frac{\partial u}{\partial y}+\dot{\zeta}\frac{\partial u}{\partial \zeta}-f_0 v+\frac{\partial \varphi}{\partial x}=0, \tag{1}$$

$$\frac{\partial v}{\partial t}+u\frac{\partial v}{\partial x}+v\frac{\partial v}{\partial y}+\dot{\zeta}\frac{\partial v}{\partial \zeta}+f_0 u+\frac{\partial \varphi}{\partial y}=0, \tag{2}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta}\right)+u\frac{\partial}{\partial x}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta}\right)+v\frac{\partial}{\partial y}\left(\frac{\partial \varphi}{\partial \zeta}\right)+C^2\dot{\zeta}-\frac{RQ}{c_p}=0, \tag{3}$$

$$\frac{\partial u}{\partial x}+\frac{\partial v}{\partial y}+\frac{\partial \dot{\zeta}}{\partial \zeta}-\dot{\zeta}=0, \tag{4}$$

这里设x轴和y轴分别平行和正交于切变线，Q为非绝热加热率，$f_0=2\omega\sin 30^\circ$。采用了无量纲铅直坐标 $\zeta=-\ln p/p_0$，其中p_0为常数，即海平面参考气压，因此等 ζ 面与等压面一致。在等温大气中 ζ 与物理高度z成比例。实际大气中$\partial\varphi/\partial\zeta=RT$代表扰动温度场。(3)式中$C^2\equiv\sigma p^2$，在整个对流层近似为常数[7]（$C^2\approx 7.5\times 10^3\ \mathrm{m^2\,s^{-2}}$）。而 σ 为厚度形式的P坐标热力学方程中的干静力稳定度参数，实际上 σ 在铅直方向有明显变化，大致与p^2成反比，只有在考虑浅薄系统中的运动时可以设为常数，正如在z坐标中采用不可压缩的连续方程一样，在上述 ζ 坐标方程中，(3)式的$C^2\dot{\zeta}$和(4)式的所有各项都是严格线性的，因此特别适用于本文要研究的铅直运动强而深厚的扰动系统。

3　尺度分析和运动场性质

对于伴有强非绝热的运动过程，尺度分析不象对绝热运动系统那样简单。首先，为了减少未知因素，这里可以预先给定一些条件和关系。下列关系是根据带状准二维系统的自然性质：

1）y方向的空间尺度比x方向的小一个量级，即$x = Lx_1$、$y = ly_1$，$l = 10^{-1}L$。下标"1"表示无因次量(下同)。

2）在更普遍的情况下不一定有$V / U = l / L = 10^{-1}$的关系，但按照地转风场的性质有：

$$O\left(\frac{\partial v_g}{\partial y}\right) = O\left(\frac{\partial u_g}{\partial x}\right) = \frac{U_g}{L} = 10^{-1}\frac{U_g}{l},$$

又，直接由(3)式可知，

$$O\left(\frac{\partial v_g}{\partial t}\right) = 10^{-1}O\left(\frac{\partial u_g}{\partial t}\right),$$

其中

V/V1

$$U = u / u_1, \qquad V = \underline{v / v_1}, \qquad U_g = u_g / u_{g_1}.$$

由于我们感兴趣的是准平衡的演变，所以这里试按照准平衡的要求给出另外两个条件，在后面的讨论中将给出其有效范围：

1）欧拉时间尺度仍取决于平流，即$T = 1 / O(\partial / \partial t) = l / V$。因而重力–惯性波不可能在运动中占优势[9]。

2）根据同一理由，限定非地转风的x分量u_a至少比地转风该分量u_g小一个量级，因而u_g与u同量级，即$U_g = u_g / u_{g_1} = u / u_1 = U$。但不一定有$V_a \leqslant V_g$和$V_g = V$。

对(1)、(2)式取$\partial^3 / \partial\zeta^2\partial t$，对(3)式分别取$\partial^2 / \partial x\partial\zeta$和$\partial^2 / \partial y\partial\zeta$，交互代换并整理后得到下列无因次形式的方程组：

$$\begin{aligned} U_a\frac{\partial^2 u_{a_1}}{\partial\zeta_1^2} = {} & 10^{-1}\left(H\frac{l\dot{Z}}{Z}\frac{\partial^2\dot{\zeta}_1}{\partial x_1\partial\zeta_1} - E\,Ro\,U\frac{\partial^2 Q_1}{\partial x_1\partial\zeta_1}\right) \\ & - Ro^2 U\frac{\partial^2}{\partial\zeta_1^2}\left[\frac{\partial^2 u_1}{\partial t_1^2} - \frac{\partial}{\partial t_1}(\vec{V}_1\cdot\nabla_1 u_1) - \vec{V}_1\cdot\nabla_1 v_1\right] \\ & + 10^{-1}Ro\,U\frac{\partial^2}{\partial x_1\partial\zeta_1}\left(u_1\frac{\partial v_{g_1}}{\partial\zeta_1} - v_1\frac{\partial u_{g_1}}{\partial\zeta_1}\right), \end{aligned} \tag{5}$$

$$\begin{aligned} V_a\frac{\partial^2 v_{a_1}}{\partial\zeta_1^2} = {} & H\frac{l\dot{Z}}{Z}\frac{\partial^2\dot{\zeta}_1}{\partial y_1\partial\zeta_1} - E\,Ro\,U\frac{\partial^2 Q_1}{\partial y_1\partial\zeta_1} \\ & - Ro^3 U\frac{\partial^2}{\partial\zeta_1^2}\left[\frac{\partial^2 v_1}{\partial t_1^2} - \frac{\partial}{\partial t_1}(\vec{V}_1\cdot\nabla_1 v_1)\right] \\ & - Ro\,U\left[\frac{\partial^2}{\partial\zeta_1^2}(\vec{V}_1\cdot\nabla_1 u_1)\right] + \frac{\partial^2}{\partial y_1\partial\zeta_1}\left(u_1\frac{\partial v_{g_1}}{\partial\zeta_1} - v_1\frac{\partial u_{g_1}}{\partial\zeta_1}\right), \end{aligned} \tag{6}$$

$\vec{V}\cdot\nabla(u, v) \equiv (u\frac{\partial}{\partial x} + v\frac{\partial}{\partial y} + \dot{\zeta}\frac{\partial}{\partial\zeta})(u, v)$，其量级取决于$(u, v)$的水平平流各分项中之大项，这将在导出$\dot{\zeta}$的量级后得到证实。

(5)、(6)式中含 3 个参数E、Ro、H，它们的定义如下：

1）E为非绝热加热与温度平流的量级比。观察(3)式可知：

$$Q_0 = \frac{Q}{Q_1} = \frac{E f_0 c_p U V}{RZ}, \qquad Z \equiv \frac{\zeta}{\zeta_1}.$$

2）Ro在这里为带状准二维系统的 Rossby 数，它仍然定义为惯性力与科里奥利力的量级比。因此，在这种情况下，$Ro = (UV/l)/f_0 U = V/f_0 l$。由于凡此类系统均以强的水平切变为特点，其相对涡度与地面旋转牵连涡度f同量级，即$U/l \sim f_0$[6]，所以实际上$Ro \sim V/U$。

3）$H \equiv (CZ/f_0 l)^2 \equiv (L_0 Z/l)^2$，$L_0 \equiv C/f_0$为斜压适应的 Rossby 变形半径1)。我们将看到H对决定系统的运动性质和动力学性质有重要意义。

(5)、(6)式右端第 1、2 两项之间有可能相关，两项之和的量级有可能大于、等于或小于后面各项中的最大项。但不难看出，只要$Ro<1$，则无论在哪一种情况下都有$U_a \leqslant Ro V_a$，于是连续方程(4)可简化为

$$\frac{\partial v_a}{\partial y} + \frac{\partial \dot{\zeta}}{\partial \zeta} - \dot{\zeta} = 0.$$

设$(v_a, \dot{\zeta}) = (V_a^*, \dot{Z}^*) e^{i(\pm Y/l \pm \zeta/Z)}$，$v_a$与$\dot{\zeta}$的位相可以不一致，因此$V_a^*$，$\dot{Z}^*$均为复数。代入上式有$V_a^* = \dfrac{l}{Z}(1 \pm iZ)\dot{Z}^*$，则$V_a = \dfrac{l}{Z}\sqrt{1+Z^2}\,\dot{Z}$，$V_a$和$\dot{Z}$为$v_a$和$\dot{\zeta}$的"模"的$2/\pi$倍。

不难证明，若将不同尺度的扰动作谐波分离，并将物理量及其各阶导数在某一时空尺度上扰动的特征值定义为其绝对值的平均（即"模"的$2/\pi$倍）。则其时间、空间（自变量）特征尺度的恰当定义应该为其波长（或周期）的$1/2\pi$倍。不按此定义则可能导致量级估计的偏差（特别是对 2 阶及 2 阶以上的导数）。

根据我们分析过的梅雨后期切变线暴雨的例子，低层正涡度带和辐合带的宽度（即风场的y方向半波长）约为 500 km，因此$l \sim 160$ km。这与跨斜压锋面的水平尺度（100 ～200 km）一致[1]。铅直方向上，正负涡度的极大值以及根据收支计算[5,6]得到的显热源（即本文的Q）廓线的两个零点都大致分别在 800 hPa 和 200 hPa 附近。因此在 EBtSL 中，$Z \sim \dfrac{1}{\pi}\ln\dfrac{800}{200} \sim 0.44$，$Z^2 \sim 2\times 10^{-1}$，$\sqrt{1+Z^2} \sim 1.1$，于是$V_a \sim l\dot{Z}/Z$。而在斜压锋面情况下$Z^2 \ll 2\times 10^{-1}$，则这个近似关系更精确。于是(5)、(6)式可写成

$$\begin{aligned} U_a \frac{\partial^2 u_{a1}}{\partial \zeta_1^2} - 10^{-1} H V_a \frac{\partial^2 \dot{\zeta}_1}{\partial x_1 \partial \zeta_1} &= -10^{-1} E Ro U \frac{\partial^2 Q_1}{\partial x_1 \partial \zeta_1} \\ &\quad - Ro^2 U \frac{\partial^2}{\partial \zeta_1^2}\left[\frac{\partial^2 u_1}{\partial t_1^2} - \frac{\partial}{\partial t_1}(\vec{V}_1 \cdot \nabla u_1) - \vec{V}_1 \cdot \nabla_1 v_1\right] \\ &\quad - 10^{-1} Ro U \frac{\partial^2}{\partial x_1 \partial \zeta_1}\left(u_1 \frac{\partial v_{g1}}{\partial \zeta_1} - v_1 \frac{\partial u_{g1}}{\partial \zeta_1}\right), \end{aligned} \tag{7}$$

1）一般把上述C当做重力波波速，C/f_0当做斜压适应的Rossby变形半径。但严格说，它们都与扰动的铅直尺度有关，可以证明，准确的定义恰好应该各乘以无量纲的铅直距离尺度Z。

$$V_a\frac{\partial^2 v_{a1}}{\partial\zeta_1^2}-HV_a\frac{\partial^2\zeta_1}{\partial y_1\partial\zeta_1}=-ERoU\frac{\partial^2 Q_1}{\partial y_1\partial\zeta_1}$$
$$-Ro^2U\frac{\partial^2}{\partial\zeta_1^2}\left[\frac{\partial^2 v_1}{\partial t_1^2}-\frac{\partial}{\partial t_1}(\vec{V}_1\cdot\nabla_1 v_1)\right]$$
$$-RoU\left[\frac{\partial}{\partial\zeta_1}(\vec{V}_1\cdot\nabla_1 u_1)++\frac{\partial^2}{\partial y_1\partial\zeta_1}\left(u_1\frac{\partial v_{g1}}{\partial\zeta_1}-v_1\frac{\partial u_{g1}}{\partial\zeta_1}\right)\right].\qquad(8)$$

现在可以由方程组(7)和(8)得到关于满足上述两个准平衡要求的条件。方程(8)表明，如果$E/H>1$，将导致一个矛盾的结果，即$V_a=E\,Ro\,U/H>Ro\,U=V$。而按照定义必须无条件有$V_a\leqslant V$。除非时间导数项的量级为$E\,Ro\,U/H$而不是Ro^2U，(8)式才能在$V_a\leqslant V$的情况下平衡。但这意味着欧拉时间尺度远小于平流时间尺度，则上述关于保证运动平衡的第1点要求将无效。其次，由方程(8)可以逻辑地推知（这里不详述），无论如何，紧靠等号两侧的两项相抵后的余量之量级只能等于或小于$Ro\,U$，所以在方程(7)中对应的两项之余量则应等于或小于$10^{-1}Ro\,U$。如果$Ro>10^{-1/2}$，(8)式右边带方括号的第二组将大于除未知的左边第1项之外的所有各项。这样为了该式的平衡，必须$U_a=Ro^2U>10^{-1}U$，则上述关于保证运动平衡的第2个条件将无效。所以以下的讨论都限制在$E/H\leqslant1$和$Ro\leqslant10^{-1/2}$这两个条件的范围内。观测表明只有少数极端情况超出这个范围。

对于斜压锋面，由于$H\sim1$，只考虑$E\leqslant1$和$Ro\leqslant10^{-1/2}$的情况。如果$E=1$，$Ro=10^{-1/2}$，由(8)式有$V_a=10^{-1/2}U>V_g$。这说明即使在斜压锋面上如果有一定强度的非绝热过程参与，也可以形成一种略不同于经典地转动量近似GM的准平衡运动场（将在讨论EBtSL时详述）。如果$E\leqslant10^{-1/2}$，则经过适应调整后V_a的量级终将由地转平流控制，结果使$V_a=V_g=10^{-1}U$，从而归入$Ro=10^{-1}$，$E\leqslant1$的情况。于是由(1)、(2)式可以得到地转动量近似$O(|\mathrm{d}\vec{V}_a/\mathrm{d}t|)\ll O(|\mathrm{d}\vec{V}_g/\mathrm{d}t|)$。与以往关于绝热无粘性运动的结果一致[1]。

对于EBtSL，允许$H\sim10$、$E\leqslant10$。观测表明，虽然不一定象斜压锋面那样有$V_g=10^{-1}U$，但是一旦在原先很弱的副热带环境风场中产生出这样一条切变线，则U必定增强而显著大于V_g。一般说$V_g\sim10^{-1/2}U$。所以在$Ro\leqslant10^{-1/2}$的准平衡限制下只考虑$V_a\leqslant V_g$和$V=V_g$。实际上在此情况下$Ro=10^{-1/2}$。

在$10^{1/2}\leqslant E\leqslant10$的范围内（第5节中将看到，由于EBtSL本身是联系着强的深厚带状加热场而发展起来的，$E<10^{1/2}$的情况意义不大），由(7)、(8)两式，$U_a=Ro^2U=10^{-1}U$（如上所述，这里略去两个最大项的抵偿余量），$V_a=Ro\,EU/H=10^{-3/2}EU$。

现在可将(1)式写成展开的无因次形式，并略去小项得到

$$\frac{\partial u_g}{\partial t}=\frac{10^{-1}U^2}{l}u_{g1}\frac{\partial u_{g1}}{\partial x_1}+\frac{10^{-1/2}U^2}{l}v_{g1}\frac{\partial u_{g1}}{\partial y_1}$$
$$-\frac{10^{-2}EU^2}{l}\left(v_{a1}\frac{\partial u_{g1}}{\partial y_1}+\zeta\frac{\partial u_{g1}}{\partial\zeta_1}\right)+\frac{10^{-3/2}EU^2}{l}v_{a1},\qquad(9)$$

$$\frac{\mathrm{d}u_g}{\mathrm{d}t} = \frac{10^{-3/2}EU^2}{l}v_{a1}. \tag{10}$$

可见，u_g 的个别变化可以小于平流变化（拉格朗日时间尺度与欧拉时间尺度有出入）说明在EBtSL中由于铅直尺度与水平尺度的比值大，H数大，动量比较保守。除非有很强的非绝热加热$E/H\sim 1$，才能由于非地转风科里奥利力的作用使动量发生较大的变化。下一节对这个机理将有进一步说明。

同样由(2)式可以得到

$$\frac{\mathrm{d}v_a}{\mathrm{d}t} = \frac{10^{-3/2}U^2}{l}\left[u_{g1}\frac{\partial v_{g1}}{\partial x_1} + \left(\frac{\partial v_g}{\partial t}\right)_1 - (v_{g1}+v_{a1})\frac{\partial u_{g1}}{\partial x_1}\right] - \frac{10^{-2}EU^2}{l}\left(\zeta_1\frac{\partial v_{g1}}{\partial \zeta_1} + u_{a1}\right). \tag{11}$$

当$10^{1/2}\leqslant E\leqslant 10$，由(10)和(11)式有$O(\mathrm{d}v_a/\mathrm{d}t)/O(\mathrm{d}u_g/\mathrm{d}t)=10^{-1/2}$，实际上即$O(|\mathrm{d}\vec{V}_a/\mathrm{d}t|)/O(|\mathrm{d}\vec{V}_g/\mathrm{d}t|)=10^{-1/2}$，在$E\sim 10$的情况下，拉格朗日加速与欧拉加速量级一致，则本文定义的 Rossby 数仍与 Hoskins 的$Ro^*=(\mathrm{d}V/\mathrm{d}t)/fV$一致[8]。但是$Ro=Ro^*=10^{-1/2}$，而且，$O(\nabla\cdot\vec{V})/O(k\cdot\nabla\times\vec{V})=V_a/U=10^{-3/2}E$。在$E=10$的情况下，散度只比涡度小半个量级，这都与经典的地转动量近似有所差别。在曾庆存的早期工作中[7]，曾一般性地讨论过$Ro=10^{-1/2}$情况下的准平衡运动，但只涉及绝热情况。

4 相当正压切变线的发展和次级环流

在推导发展方程和次级环流方程时，来自(11)式的所有项均比来自(9)式的各大项至少小一个量级，为简洁起见预先略去(11)式，成为（空间）二维问题。将(3)式写成无因次形式

$$\frac{10^{-1/2}f_0U^2}{Z}\left(\frac{\partial^2\Phi_1}{\partial\zeta_1\partial t_1} + u_{g1}\frac{\partial v_{g1}}{\partial\zeta_1} - v_{g1}\frac{\partial u_{g1}}{\partial\zeta_1} - \frac{E}{10}v_{a1}\frac{\partial u_{g1}}{\partial\zeta_1}\right) + \frac{E}{10}ZC^2\zeta_1 - \frac{10^{-1/2}Ef_0U^2}{Z}Q_1 = 0. \tag{12}$$

$\frac{\partial}{\partial y}(9) - \frac{\eta_0}{C^2}[(12) - \frac{\partial}{\partial\zeta}(12)]$并略去相对量级 10^{-1} 以下的小项：

$$\frac{10^{-1/2}U^2}{l^2}\left(\frac{\partial^2u_{g1}}{\partial y_1\partial t_1} + v_{g1}\frac{\partial^2u_{g1}}{\partial y_1^2}\right) + \frac{10^{-1}U^2}{l^2}u_{g1}\frac{\partial^2u_{g1}}{\partial x_1\partial y_1} + \frac{10^{-3/2}EU^2}{l^2}\left(v_{a1}\frac{\partial^2u_{g1}}{\partial y_1^2} + \frac{\partial\zeta}{\partial y_1}\frac{\partial u_{g1}}{\partial\zeta_1} + \zeta\frac{\partial^2u_{g1}}{\partial\zeta_1\partial y_1}\right) + \frac{10^{-1/2}E\eta_0f_0U^2}{C^2Z^2}\left(\frac{\partial Q_1}{\partial\zeta_1} - ZQ_1\right) = 0. \tag{13}$$

因为

$$\frac{10^{-1/2}E\eta_0 f_0 U^2}{C^2Z^2} \Big/ \frac{10^{-1/2}U^2}{l^2} \sim E\left(\frac{f_0^2 l^2}{C^2Z^2}\right)=\frac{E}{H}=\frac{E}{10}, \tag{14}$$

在$10^{1/2} \leqslant E \leqslant 10$的情况下，各项均应保留。于是得到发展方程

$$\frac{\partial^2}{\partial y^2}\left(\frac{\partial \Phi}{\partial t}\right)=f_0\left(\vec{V}\cdot\nabla\frac{\partial u_g}{\partial y}+\frac{\partial\dot{\zeta}}{\partial y}\frac{\partial u_g}{\partial \zeta}\right)+\frac{f_0\eta_0 R}{C^2c_p}\left(\frac{\partial Q}{\partial \zeta}-Q\right) \tag{15}$$

或

$$\frac{\mathrm{d}}{\mathrm{d}t}\left(-\frac{\partial u_g}{\partial y}\right)=-\frac{\partial\dot{\zeta}}{\partial y}\frac{\partial u_g}{\partial \zeta}-\frac{\eta_0 R}{C^2c_p}\left(\frac{\partial Q}{\partial \zeta}-Q\right). \tag{16}$$

(14)、(15)式表明，只有在非绝热加热比温度平流大一个量级的情况下，它对发展的贡献才能与动量（涡度）平流同等重要。这时非地转风的平流作用以及"扭转项"也同等重要。在中等强度降水（一般暴雨）情况下$E\sim10^{1/2}$，发展的突出因子是地转风涡度平流，其它项的贡献稍逊。决定的因素是H，因为这种切变与斜压锋一样，在y方向有收缩的水平尺度，但其铅直尺度并不象斜压锋那样随之收缩，因此l明显小于斜压适应的Rossby 变形半径ZL_0（于是$H=Z^2L_0^2/l^2\gg1$）。主要是温度场向风场调整，在准平衡（过滤的）慢变中，动量（涡度）强迫因子比之按热成风折算等价的热力强迫因子能产生大得多的效果，其效率的比值$H\sim10$。因此(16)式中温度平流完全忽略了。

以往在梅雨锋上江淮气旋发展的诊断中有人强调了低层温度平流的重要性。但江淮气旋只在斜压性相对明显一些的梅雨锋例子中出现，而且只是厚度略超过边界层的浅薄系统。而本文至此讨论的是自由大气典型 EBtSL 中的过程，与上述情况不同。(14)～(16)式还说明也正是由于$H\sim10$ 决定了 EBtSL 的特殊地转适应性质，所以即使有特强的非绝热加热，地转风（及其涡度）变化的时间尺度仍取决于平流，保持相对平稳、缓慢的变化。这也可以解释我们熟知的一个观测事实，即在梅雨晚期特大暴雨过程中，未曾见到过位势高度场因强烈的潜热强迫而急剧发展。更重要的是由于特强的潜热强迫并不妨碍系统处于平衡的慢变化持续稳定状态，因而 EBtSL 是一种最有利于持续特大降水的系统结构。长江流域的持续特大暴雨往往出现在梅雨晚期。

由(9)和(12)式可以得到次级环流方程

$$\begin{aligned}&\frac{C^2}{f_0}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}+2\frac{\partial u_g}{\partial \zeta}\frac{\partial^2\psi}{\partial y\partial\zeta}+\eta_0 p\frac{\partial}{\partial\zeta}\left(\frac{1}{p}\frac{\partial\psi}{\partial\zeta}\right)+\frac{\partial u_g}{\partial\zeta}\frac{\partial\psi}{\partial y}\\&\qquad=-p\left[2J_{y\zeta}(u_g,v_g)+\frac{R}{f_0c_p}\frac{\partial Q}{\partial y}\right],\end{aligned} \tag{17}$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial y}\equiv\omega\equiv-p\dot{\zeta},\qquad \frac{\partial\psi}{\partial\zeta}\equiv-p\frac{\partial\psi}{\partial p}\equiv p v_a.$$

此方程保留了相对量级（以最大项为 1）10^{-2} 以上的所有项，所以基本上与 Shapiro[10] 的锋面环流方程逐项相当。只是 Shapiro 略去了相当于(17)式左端末项的$\left(\frac{\partial m}{\partial p}\frac{\mathrm{d}\ln\gamma}{\mathrm{d}p}\right)\omega$，这是因为对锋面系统用了不可压缩近似。

但尺度分析（略）表明，在 EBtSL 中由于$H\sim10$，(17)式左端第一项比其它项大一个量级，只有右端非绝热加热项的量级与它相当。$J_{y\zeta}(u_g, v_g)$中$\frac{\partial v_g}{\partial y}\frac{\partial u_g}{\partial \zeta}$比$\frac{\partial u_g}{\partial y}\frac{\partial v_g}{\partial \zeta}$小半个量级，这是因为在没有温度锋区而水平切变强的情况下地转风场伸缩变形的锋生项小于切变变形的锋生项。

如果忽略相对量级 10^{-1} 及以下的项，则左端只保留第一项。在$E=10^{1/2}$情况下，右端还可保留含$\frac{\partial u_g}{\partial y}\frac{\partial v_g}{\partial \zeta}$的地转风项，它只比非绝热项小半个量级。于是有

$$\frac{C^2}{f_0}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}=p\left(2\frac{\partial u_g}{\partial y}\frac{\partial v_g}{\partial \zeta}-\frac{R}{f_0c_p}\frac{\partial Q}{\partial y}\right). \tag{18}$$

在$E=10$情况下，右端只保留非绝热项，即

$$\frac{C^2}{f_0}\frac{\partial^2\psi}{\partial y^2}=-\frac{pR}{f_0c_p}\frac{\partial Q}{\partial y}. \tag{19}$$

这两个式子极为简单，但在已知的强迫场分布和边界条件下仍可得到环流图象。主要取决于非绝热强迫。在暴雨带南、北两侧分别导致方向相反的两个直接环流，由于对流加热分布是深厚和竖直的，因此环流圈也具有深厚、竖直（非倾斜）的特点。在降水不是特强（$E\sim10^{1/2}$）的情况下，环流亦弱，但切变锋生的作用能显示出来。梅雨锋上空的特点是有一定程度的西暖东冷的温度梯度，与此相应，地转风随高度由偏南转偏北($\partial v_g/\partial\zeta<0$)。因此在大约 400 hPa 以下气旋性切变层附加一个环绕切变轴的正环流，400 hPa 以上则相反。

实际上在离开特殊边界（如地面、对流层项）远的地方，由(19)式可以近似得到

$$\zeta=\frac{R}{C^2c_p}Q. \tag{20}$$

热量收支计算表明[5,6]，在伴有大暴雨的 EBtSL 系统中，"显热源"（非绝热项）与位温铅直平流项的廓线图和铅直剖面图都基本吻合。大约只有 10%的余差属于水平平流和局地变化项。仅仅以非绝热加热比温度平流大一个量级为前提，并不能直接由热力学方程随意简化得到(20)式，因为局地变化项的量级是未知的。只有在对 EBtSL 的整个动力学系统作了上述分析并确定了时间尺度之后，才能导出这个近似式。

5 讨论

在第 2 至 4 节中，我们根据观测事实，把已经存在的 EBtSL 地转风场基本特点和相应的深厚带状强对流加热场作为前提，讨论其中运动的性质、演变机制和次级环流等。还需要回答的是，在远离高空斜压急流——锋带的副热带大尺度弱风场中，带状强对流加热场和 EBtSL 结构最初是怎样发生和形成的；在它们形成之后，又是如何相互依存且维持。

1）在文献[5, 6]中，作者根据观测事实，分析了梅雨晚期（7 月），在对流层下部

季风暖湿空气和北方干暖空气交汇的界面上（开始没有明显的切变线），长江流域暴雨带和切变线的发生过程，指出其触发机制仅仅是一个斜压性很弱的副热带高空短波槽，但触发的方式完全不同于中高纬度斜压波扰中的变形锋生，而是一个呈片状的中、高层正涡度平流区掠过低层干-湿气团界带。在这个界带紧南侧$\partial^2\theta_e/\partial y^2$负值最大轴附近优先发生准二维的CISK过程。

在切变线形成之前，u_g和v_g及其导数都是属于副热带大尺度风场的，即$U\sim V\sim 10^{-1/2}f_0 l\sim 10^{-3/2}f_0 L$、$O(\partial u_g/\partial y)\sim V/L\sim 10^{-3/2}f_0$。在上述条件下，只要$Q$仍然比温度平流大一个量级（由于纯大尺度场中未出现暖轴之前温度平流更弱，因而实际上对加热的这个要求降低了。这是很重要的，因为在对流降水带发展初期还不可能有很强的宏观平均加热场），则忽略平流项，近似地可取一个线性方程组。于是发展取决于非绝热。如果影响积云对流加热的热力条件呈带状准二维分布，便可得到与Ogura[13]颇相似的二维线性方程组（只是后者为轴对称二维而不是带状二维）。Ogura关于CISK发展增长率的分析表明，在加热场水平尺度大的范围内增长率陡减，而加热场半径小于500～1000 km时，在合理的加热参数值范围内，增长率几乎与尺度无关，只随加热参数η（气柱总加热率正比于η与边界层顶ω的乘积）而变。一般认为，在尺度选择性很弱的情况下，发展的水平尺度主要取决于初始扰动（触发机制）的尺度。但如果η并非均匀的，而是有一个显著的较小尺度的分布形式，则发展的水平结构很可能趋同于这一分布。陈秋士[14]在讨论重力-惯性不稳定时提出一种天气尺度触发场与较小尺度的热力场（湿稳定度参数C_m^2）耦合决定发展尺度的机制。发展尺度更接近于$\nabla^2 C_m^2$分布的尺度。实际上这种机制用于解释CISK的问题似乎更合适。因为在陈秋士的无摩擦重力-惯性不稳定中，增长率随尺度减小而单调增大。而CISK在关心的范围内近乎平直的无尺度选择性。η（积云对流加热参数）与C_m^2（大尺度凝结加热参数）有类似的意义。它们又同样包含着低层湿度和对流层湿静力稳定度这两个因素。而这两个因素都与低层θ_{se}密切相关。因此$\nabla^2\theta_{se}$的分布正反映了$\nabla^2\eta$或$\nabla^2 C_m^2$的分布。低层湿度锋南侧为$-\partial^2\theta_{se}/\partial y^2$最大轴所在。与（譬如说）高空弱槽有关的成片的触发机制与这种较小尺度的热力场耦合便可能导致在这个$-\partial^2\theta_{se}/\partial y^2$最大轴附近的带状的CISK发展。伴随这种深积云对流加热发展起来的带状系统，其结构应是相当正压的。但正因这种CISK发生在低层干-湿气团界面附近，伴随降水的非绝热过程还在边界层造成一条浅薄、狭窄的温度锋。

这是一个粗略、定性的考虑，有待严谨的论证。这里所说的CISK不一定是单纯与边界层Ekman辐合联系的Ekman-CISK。也可能还包含重力-惯性不稳定、"积云对流摩擦"反馈等因素。

2）已经指出，EBtSL中的平稳发展以及次级环流以平衡响应方式受加热场控制的物理基础是重力-惯性波可过滤性。但因为加热本身是系统内部的产物，它也反过来受着宏观运动系统的控制。Arakawa-Schubert[11]的积云对流参数化方案实际上就是关于这种控制的一个平衡理论。铅直环流(以及相应的自由大气低层水汽辐合)是对"云功函数"变化起正作用的环境强迫之一。即对流云所在层的强迫("cloud layer forcing")。同时，低层气旋性切变导致的Ekman抽吸，在云系底部向上输送水汽。此外，在梅雨锋这类情况下，在切变线发生期已因降水产生一条边界层冷带，由于暴雨带处于干-湿空

气界带的紧南侧，在切变形成后这条冷带可以继续依赖非绝热过程而维持，梅雨锋环境固有的低层大尺度变形场作用于冷带前的边界层温度锋区，在粘性弱对称稳定条件下[6,12]，可以形成浅薄准二维倾斜强迫环流。其上升支也有助于将边界层湿空气带到上方的自由对流高度。它与 Ekman 抽吸共同构成对云功函数变化起正作用的另一种环境强迫，即混合层强迫（"mixed layer forcing"）。云功函数的正变化意味着对流云系的增强，而对流加热场本身对云功函数的变化起负作用，通过时间尺度小的振荡调节，达到平衡而实现宏观场对于对流云系的控制（或者后者对前者的响应）。正象通过时间尺度小的重力–惯性波频散，达到平衡而实现加热场对次级环流的控制一样。这种双向的平衡–控制机制又可以闭合地决定系统的相空间平衡点（即决定次级环流的结构和强度；对流系统的总体状态和强度；切变线系统的平衡发展倾向等），进入时间尺度更长的一种平衡。由于后一种控制（即 Arakawa–Schubert 控制）还与大尺度环流给出的背景条件（水汽输送结构、位势稳定度、变形场强度等）有关。因此这个平衡点归根结底取决于大尺度环流背景。事实上，仍以典型的晚期长江流域梅雨锋为例，在没有明显冷空气和其它扰动机制影响的情况下，大尺度环流条件(其中特别是西太平洋副热带高压脊的状况)基本上决定了天气过程的宏观特点，成为预报员的主要着眼点。

参　考　文　献

1 Keyser, D. and M.A. Sharpiro, 1986, A review of the structure and dynamics of upper–level frontal zones, *Mon. Wea Rev.*, **114**, 452～499.

2 谢义炳，1978，湿斜压大气的天气动力学问题，暴雨文集，吉林人民出版社，1～11.

3 胡伯威，1986，对我国梅雨次天气尺度系统的一些认识，气象科技，总第 92 期，21～29.

4 胡伯威、彭广，1995，长江中下游梅雨锋产生和发展的个例研究，气象学报，**53**，增刊，613～621.

5 胡伯威、彭广，1992，梅雨锋的准定常状态和持续对流暴雨，国家气象局强风暴实验室研究论文集（1990～1991），1～14.

6 胡伯威，1993，江淮流域典型梅雨锋结构及其形成和维持的机制，1991 年江淮流域持续性特大暴雨研究，气象出版社，69～82.

7 胡伯威，1982，副热带天气尺度系统短期演变的泛准地转机理，大气科学，6，422～431.

8 Hoskins, B.J., 1975, The geostrophic momentum approximation and the semigeostrophic equation, *J. Atoms Sci.*, **32**, 233～242.

9 曾庆存，1963，大气运动的特征参数和动力学方程，气象学报，**33**，472～483.

10 Shapiro, M.A., 1981, Frontogenesis and geostrophically forced secondary circulation in the vicinity of jet stream–frontal zone systems, *J. Atoms. Sci.*, **38**, 954～973.

11 Arakawa, A. and W. H. Schubert, 1974,Interaction of a Cumulus Cloud ensemble with the large–scale enviroment, Part I, *J. Atmos. Sci.*, **31**, 674～701.

12 Qin Xu, 1992, Formation and evolution of frontal rainbands and geostrophic potential vorticity anomalies, *J. Atmos. Sci.*, **49**, 629～648.

13 Ogura, Y., 1964, Frictionary controlled thermally driven circulations in a circular vortex with application to tropical cyclones, *J. Atmos. Sci.*, **21**, 610～621.

14 陈秋士，1987，天气和次天气尺度系统动力学，科学出版社.

The Dynamic Characters of Equivalent–Barotropical Shear–Line in Summer Subtropics

Hu Bowei

(*Wuhan Heavy Rain Research Institute, Wuhan* 430074)

Abstract The characteristic wind fields of shear–line can occur not only along the thermal frontal zones, but also along the narrow and deep zones with intensively convective heating in the background of weak large–scale wind field in summer subtropics. The structure of the latter is equivalent–barotropical (abbreviated as EBtSL in this paper). The extraordinarily strong release of latent heat (and precipitation) can be continuously tolerated in EBtSL. The development equation and the secondary circulation equation are given in this paper, and the basic dynamical characters of EBtSL are discussed. Having the aid of these results, a number of observational facts relevant to the typical EBtSL can be stringed logically together and explained theoretically. It is indicated that EBtSL, as a kind of dynamic structure, is especially favourable to the continuous unusual intense precipitation.

Key words summer subtropical belt equivalent–barotropic shear line dynamic characters

钱伟长、王淦昌、王大珩、叶笃正等40余位著名科学家联名倡议为赵九章先生树立铜像

赵九章先生是当代杰出的科学家、教育家、卓越的科技工作组织者，是我国人造地球卫星事业主要的倡议者和科技方案的主持人，是我国空间科学的开拓者和空间探测技术的先驱，也是我国现代大气科学的奠基人之一。赵九章先生热爱祖国，热爱人民，为人正直，不谋仕途，把毕生精力贡献给我国的科技和教育事业。

在抗战最艰苦的岁月里，赵九章先生从德国冲破险阻回到祖国，投入抗战第一线，为我国空军创建气象台站，培训了大批空军气象人员，为抗日救国做出了贡献。

赵九章先生在我国率先把数学物理方法引入气象学领域，是我国动力气象学的创始人，倡议和组建联合大气分析预报中心和资料中心，提出很多研究方向，培养了一批有名望的科技人才，为我国天气和气候预报的现代化和业务化奠定了基础。

赵九章先生一贯提倡科研与教学相结合。解放后，倡导并促成实行研究生制度。中国科学技术大学创办后，提出创建地球物理系，并主张所系结合，亲自兼任系主任。赵先生授课自编教材，把他坚实的数理基础，渊博的知识贯入到当代新的学科领域而传授于学生。现在赵先生的学生遍布于许多学科领域，桃李满天下，很多人已是院士或学科带头人。

为纪念赵九章先生非凡的业绩和爱国主义精神，学习他治学严谨、不断开拓、无私奉献的崇高品德，最近，钱伟长、王淦昌、王大珩、叶笃正等40余位著名科学家联名倡议，在1997年赵九章先生诞生90周年之际，为其树立铜像，以教育后人，激励后人，以他为榜样，走科教兴国的道路。

（徐荣栏）