

十年来我国对动力气象的研究

徐尔颢
(南京大学气象系)

优越的社会主义制度为科学发展开辟了无限宽广的道路,我国动力气象方面的研究工作,在解放以前底子是十分薄弱的,而在解放以后才得到了很大的发展。十年来动力气象的工作主要集中在大气环流方面,近几年来在数值预报方面也做了不少工作。按照气象学报编委的按排,这两方面的工作将另有专题总结,这里不再重复,这里要讲的并不是动力气象方面的全面总结,只是一部分。下面预备分三部分讲:第一部分讲有关自由大气动力学的問題,第二部分讲有关大气边界层(包括贴地面层)动力学的問題,第三部分讲学习苏联的先进气象科学,及其他。

(一)

热带气旋运行规律的理论研究在我国是一个很重要的問題。叶篤正(1950)^[1]从动力学角度研究在平直的牵引气流里热带气旋的运行問題。作者假定热带气旋为 Rankine 涡旋,基本气流为东风速 V 时,得出軌迹方程,表明除向西传播的淨速度 V 外,还有摆动速度。振动的振幅及周期决定于 V 值及气旋的大小和路径。文中曾举了两个实例,清楚地看出摆动的性质。当热带气旋受到南来风的影响时,将轉向北进;轉向情况决定于气旋怎样进入南来气流的状态。作者曾分四种情况計算了气旋轉向时的軌迹;四种軌迹很不相同,但有一共同点,即气旋移动在轉向前要減速,而轉向后要加速;这与观测事实是符合的。

謝义炳和陈秋士^[2](1956)討論了斜压大气里的涡旋移动,得到了一个很普遍的涡旋运动方程,包括了影响涡旋运动的各种因子,作者对它们的物理意义曾进行了分析和討論。作者們将理論具体应用于台风移动的预报;証明台风将沿着地面等压綫和台风所在厚度內的平均等温綫間的合成方向进行。这样給台风移行的引导观念作了理論的解释,并予以修正。在简单的温压分布假定下,作者求出了台风軌迹方程,其中包括了周期性的摆动,及其他过去未曾发现的一些現象。

大气动能的产生問題在动力气象中是一个重要問題。黄仕松(1952)指出^[3],在整个大气里只有反气旋系統淨产生出动能;而气旋系統,整个說是一个淨消耗动能的系統。作者又指出副热带反气旋在产生大气动能中占更主要地位。

叶篤正(1954)^[4]詳細地研究了大气动能产生的問題,指出只有通过流体的可压缩性,內能的一部分才能轉化为动能;可压缩性愈大,則可轉化为动能的內能愈多。地球的自轉減低了大气中內能与势能施放(轉化为动能)的可能性。动能的产生必須通过地轉偏差的作用。由大气动能平衡方程看,在整个大气的平均情况下,三度空間的輻散伴随着較高的气压,三度空間的輻合伴随着較低的气压,这样才能得到工作以补偿摩擦消耗。作者不贊成副热带高压是大气动能的主要制造場所,认为反气旋系統不一定是淨动能制造場所。

叶篤正(1954)与黄仕松(1952)的结果不同,是因后者处理中引用了静力方程,而前者则在铅直向运动方程里保留了 dw/ds 。叶篤正(1954)并计算了北半球大气的“有效位能”。

在角动量平衡问题里,我们提出角动量向上输送的机制的研究。我们知道角动量是在高空自低纬输送到中高纬度去的,而角动量的产生区则是在东风带(南北纬度 30° 之间)的近地面层。这里就产生了低纬产生的角动量如何传递到高空去的问题。兹讨论东西风界面以北的大气角动量的平衡,取常定情况定则得下列角动量平衡方程(叶篤正和楊大昇, 1955)^[5]。

$$Q\alpha \int \cos^2\varphi \rho c_n d\sigma + \int \frac{\partial p}{\partial x} \cos\varphi dv + \int \tau_x \cos\varphi ds = 0,$$

式中 Q 为地球自转角速, τ_x 为地球和大气间东西向的摩擦应力, a 为地球半径, $d\sigma$ 为东西风界面的面积元量, c_n 为垂直于 $d\sigma$ 的风速, dv 为体积元量, ds 为地面上的面积元量。由上式看来,对于东西风界面以北大气角动量的平衡,一般所认为重要的大型扰动的输送反而不见了。只有由经圈流所引起的地球自转角动量的输送(第一项)来平衡地面摩擦(第三项)和山脉作用(第二项)对角动量的消耗。近赤道空气上升至高空的西风带,再流向高纬度地区上空,在纬度 30° 处下沉,下沉气流在近地面复返回东风带。这样在子午面上就完成了—个闭合环型,亦即 Hadley 经圈环流。由于地球自转的关系,空气的绝对角动量是向赤道增加的,所以,借 Hadley 环型就可以将具有较大的角动量的空气带到高空,而回归赤道的空气具有较小角动量,这样就有净余的角动量输送到高空。

大气环流中的一重要问题就是现有的大气环流的平均状态如何形成的问题。这个问题的重要在于通过这个研究我们可以了解大气环流的机制和控制大气环流变化的因子,因此将有助于天气预告,尤其是长期预告。在这方面国外学者或单从地形的动力扰动出发或者单从加热分布的不同而引起的扰动出发,以研究平均槽脊的形成。我们则强调指出地形和热源的共同作用。在斜压大气中在两种作用下,500毫巴的平均扰动高度可以写成(朱抱真, 1957)^[6]

$$z(x, y) = \frac{f^2}{gH} \frac{3\bar{u}(\bar{u} - u_T)}{3\bar{u}^2 - u_T^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} \eta(\alpha, \nu) \phi_0(x - \alpha, y - \nu) d\alpha d\nu + MC_1 \frac{u_T}{3\bar{u}^2 - u_T^2} \int_0^{2\pi} \int_0^{2\pi} Q_m(\alpha, \nu) \phi_h(x - \alpha, y - \nu) d\alpha d\nu.$$

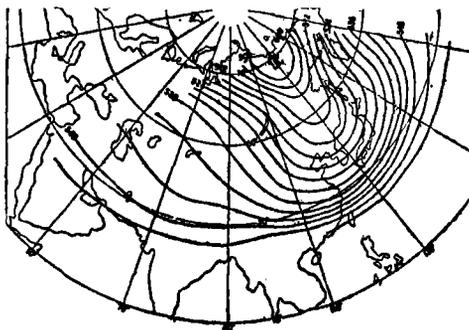


图1 亚洲热源、热汇与地形的常定扰动(500毫巴高度)(1月)

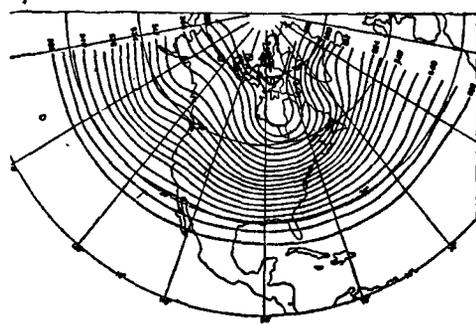
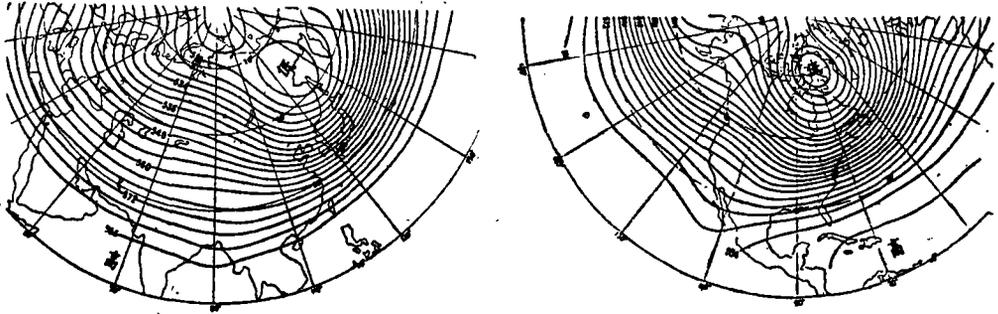


图2 北美洲热源、热汇与洛磯山、格林兰山的常定扰动(500毫巴高度)(1月)

在上式里除各种常数外, $\eta(\alpha, \nu)$ 和 $Q_m(\alpha, \nu)$ 分别为地形和加热函数, ϕ_0 和 ϕ_h 分别为地形和热源的影响函数。图 1—2 是根据上式计算出来的一月东亚和北美 500 毫巴平均图。比较图 1、2 和图 3 我们看出在槽脊的分布上理论图和实际是很相近的。应该指出



(a) 亚洲 500 毫巴高度(平均实况)(1月)

图 3

(b) 北美洲 500 毫巴高度(平均实况)(1月)

在理论计算中所用的加热分布图是从实际资料计算出来的;关于北半球逐月 500 毫巴的平均加热分布的计算还在进行,这项工作不但可以使我们了解北半球的加热分布,还将有助于大气环流年变机制的研究。上项工作是建筑在小扰动理论上,在三度空间的斜压大气中,大地形在西风带中所引起的有限振幅的扰动可以写成^[7]:

$$\phi'(\theta, \lambda, p) = f p_0 g \sqrt{\sigma} \sum_{n=1}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{e^{-\frac{1}{2}(\xi - \xi_0)}}{2k\Delta} [\psi_1(\xi_1)\psi_2(\xi) - \psi_2(\xi_1)\psi_1(\xi)] \times \\ \times [\eta_n^m \cos m\lambda + \eta_n^m \sin m\lambda] P_n^m(\cos \theta).$$

其中 ϕ' 为位势高度, $\xi = \frac{2k\sqrt{\sigma}}{f\lambda_p} \left[\bar{\lambda}_0 + \bar{\lambda}_p \frac{f}{\sqrt{\sigma}} (P_0 - P) \right]$, $k^2 = \frac{n(n+1)}{R^2}$, η_n^m 和 η_n^m 为地形按球函数展开后的系数。 Δ 为 ψ_1 和 ψ_2 的函数, 而 ψ_1 和 ψ_2 为合流超几何方程

$$\frac{d^2\psi}{d\xi^2} - \frac{d\psi}{d\xi} + \frac{\gamma}{\xi} \psi = 0$$

两个特解,图 4 是根据上述理论计算出来的冬季 700 毫巴平均图。在主要的槽脊分布上,这张图是和观测结果相符合的。

大地形的另一动力作用就是对槽脊发展的影响。在平直西风环流的情况下,在蒙新高原和西藏高原的向风面风是爬坡的,背风面是下滑的。由于动力作用爬坡时加压,下滑时减压。图 5 是西风 5 米/秒情况下东亚地形的动力作用在 500 毫巴面上所产生的 24 小时变高分布^[8]。向风面的正变高和背风面的负变高是明显的。由于这种动力作用,槽或低压移过蒙新高原时趋于削弱,脊或高压移过高原时则见加强。在背风面情况相反。这些都有观测的证明。可是在图 5 里,高原东边的停止点也是在大的负变高区里。然而这里扰动是微弱的,天气系统也不明显。理论结果与实际不符的原因,是由于理论计算中,各处西风皆取作 5 米/秒,而实际上,这个地区的西风是异常微弱的。

西藏高原对于波动的移动速度也有影响,波动在北坡行速快,在南坡慢。在简单的假定下,我们可以在有斜坡的地形上得出下列的波动频率方程^[9]

$$c = U - \frac{L^2}{4\pi^2} \left(\beta + \frac{fg}{RT_h} \frac{\partial h}{\partial y} \right).$$

由上列方程我們可以看出,在北坡 $\partial h/\partial y < 0$, 在南坡 $\partial h/\partial y > 0$; 所以在同样的气象条件下,波速在高原的北坡要比在南坡大.

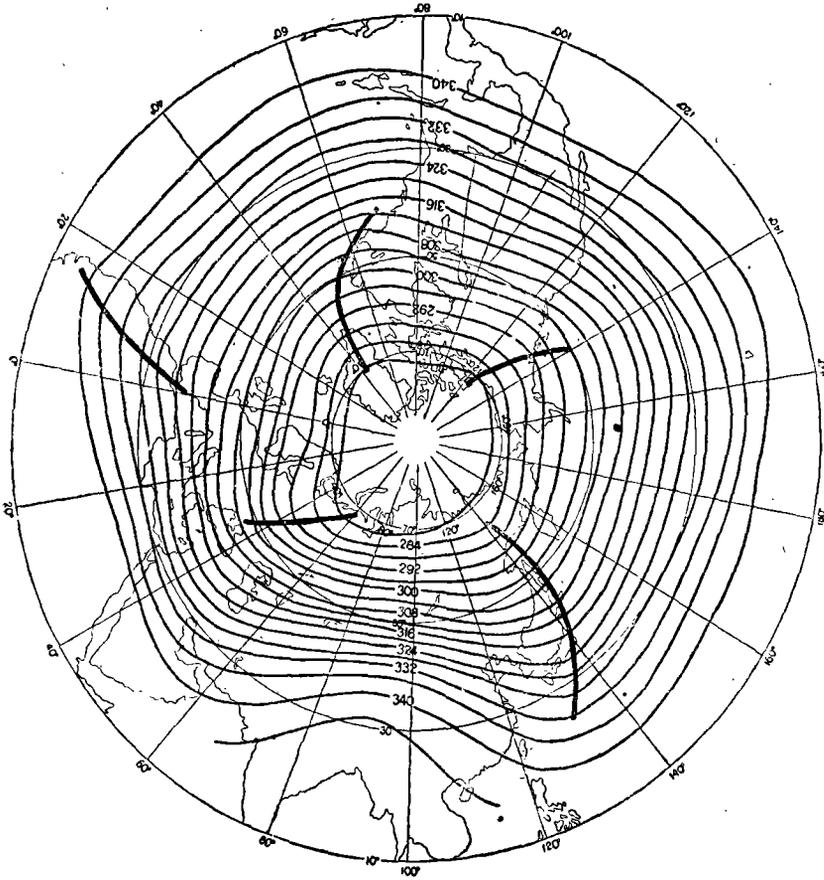


图 4 考虑了西藏高原和洛磯山共同扰动后所计算出的 700 毫巴等压面形势图

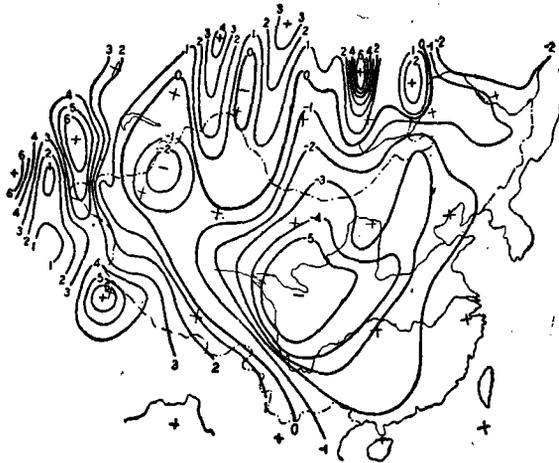


图 5 气流越过高原的辐散辐合所造成的 500 毫巴高度变化
(单位:10米/日), $w = v_0(\partial h/\partial y)$, $v_0 = -5$ 米/秒.

大尺度的大气运动基本是准地轉的。叶篤正(1957)^[10]解释这种准地轉运动存在的基本原因有两方面:(1)对大尺度运动讲,大气为很薄的气壳。(2)由輻射产生的高低緯度間温度差别对科里奧利参数平方之比很小。作者又指出,当风压場間地轉平衡因某种原因遭受破坏时,对較小尺度运动讲,由气压場来調整来适合新的风場以达到新的准地轉平衡;对很大尺度运动讲,則是风場来調整以适合新的气压場。

大尺度扰动时不稳定的問題在动力气象中是重要的。过去对这个問題的研究都限于只有垂直切变或只有水平切变的西风带中。陈隆勛(1959)^[11]則在同时具有这两种切变的西风带中研究了这个問題,得到了不稳定扰动发生的必要准則。同时还得出:在扰动发展时期,由于斜压性作用,扰动动能轉向基本气流的动能,扰动动能取之于斜压大气的有效位能;在阻尼时期因为 $\frac{dz}{dt} > 0$ (z 为绝对涡度),仍是扰动动能轉向基本气流的动能。最近

还有巢紀平(1959)^[12]利用 Ляпунов 理論研究了大气不稳定的問題,得到很有意思的結果。

通过气压趋势方程,可見地面气压变化决定于上空水平质量散度的分布。要对地面气压有进一步的了解,必須研究水平质量散度产生的原因。徐尔灏(1951 a, b)^[13]曾得到最普遍的水平质量散度方程,基本上与 Таборовский 方程相类似。这方程包括了13項产生散度的作用。根据量級計算,13項中有9項是重要的,應該考虑;在这里面有由水平运动产生的散度項,亦有由鉛直运动产生的散度項,包括了 J. Bjerknes 及 Durst-Sutcliffe 等人在这方面所做的工作。作者又討論了三种簡單运动中的散度場。

王紹武(1956)^[14]用 Таборовский 方程計算地面气压变化,結果表明风速散度及軌跡变化兩項在強烈的大气过程发展中起决定性的作用。庄蔭模(1957)^[15]計算了鋒区地带密度平流对地面气压变化的貢獻,結果是密度平流多半可以近似地表示出地面气压变化,而散度項似乎只起次要作用。这些不一致的意見表明,我們对地面气压变化的机械过程了解还不完全清楚,而且应用气压趋势方程进行計算时的准确度可能也有問題。

徐尔灏(1958)^[16]对东亚寒潮过程中大气涡度場进行三度空間的分析研究,发现地面高压中心上空并非單純的負号涡度区。当气压系統有显著发展时,涡度方程里的散度項作用最主要;而無論 5500m 面或 3000m 面都不能近似地当作无輻散面。

(二)

对于层結大气中貼地层湍流活动的規律性,近年来我国气象工作者曾作过探索与研究。刘振兴(1958)^[17]与苏从先(1958,1959)^[18]的工作都以 Обухов-Монин 的理論为基础,而丁士晟(1958)^[19]的工作則以 Holzman 理論为基础。作者們都曾以計算結果与实际观测相比較,从定性方面說是符合的,从定量方面說还不完全符合;尤其是他們引用的資料只是一部分的,未能相互进行比較。

非中性层結大气中的湍流交換过程与中性层結大气中的是不同的,它們的差异决定于 Ri(Richardson 数)。非中性层結大气的湍流交換系数 K 可写成

$$K = K_0 \phi(Ri),$$

K_0 为中性层結大气中的交換系数。

刘振兴(1958)对稳定层結大气采取

$$\psi(\text{Ri}) = (1 - \alpha \text{Ri})^{1/2},$$

由此可得

$$\varphi(\zeta) = [\sqrt{\zeta^2 + 1} - \zeta]^{-1},$$

式中

$$\zeta = z/L, \quad \varphi(\zeta) = \frac{\kappa z}{v_*} \frac{dv}{dz} = \frac{z}{T_*} \frac{dT}{dz}.$$

由此可得气象要素的廓线。作者认为对不稳定层结大气(对流情况)应该另作处理,由简化的湍流能量平衡方程

$$\frac{d\bar{T}}{dz} = -\alpha' w'^2 \left(\frac{g}{T_0}\right)^{-1} L_H^{-2},$$

(式中 L_H 为对流情况下的混和长度),可得

$$\varphi_M(\zeta) = \varphi_Q(\zeta) = -Ak^{4/3}(\zeta)^{-1/3},$$

$$\varphi_T(\zeta) = -\alpha' Ak^{4/3}(\zeta)^{-1/3},$$

式中 $\varphi_M(\zeta)$, $\varphi_T(\zeta)$, $\varphi_Q(\zeta)$ 各指动量, 热量及水汽交换系数的订正函数。作者以计算廓线与 Обухов-Монин 考察资料比较,基本上是一致的,但稍低一点。

苏从先(1958)由简单的湍流能量方程,推得在稳定层结下

$$\psi(\text{Ri}) = (1 + A\text{Ri})^{-1},$$

$$\varphi(\zeta) = \frac{1 + \sqrt{1 + 4\zeta}}{2}.$$

当 $\zeta \ll 1$, 即接近中性层结时, $\varphi(\zeta) \simeq 1$, 廓线接近于对数律;当 $\zeta \gg 1$, 即极稳定时, $\varphi(\zeta) \simeq \sqrt{\zeta}$, 要素随高度为平方根关系。但以上规律只适用于稳定层结,因此苏从先(1959)另外依据更完善的湍流能量平衡方程,得出

$$\psi(\text{Ri}) = (1 - \alpha \text{Ri})^{1/4};$$

$$\alpha|\zeta| = \pm \left(\varphi - \frac{1}{\varphi^3} \right),$$

式中正号表示稳定层结,负号表示不稳定层结。作者着重指出上两式反映了贴地层湍流活动的内在物理本质。当中性层结时, $\zeta = 0$, $\varphi = 1$, 故 $K = K_0$, 气象要素呈对数分布规律。当极端不稳定时, $|\zeta|$ 甚大, φ 甚小, 此时 $\varphi(\zeta) \simeq (\alpha\zeta)^{-1/3}$, 风速分布函数 $f(\zeta) = \zeta^{-1/3} + c$, 与相似理论所得结果完全一致。在极端稳定情况下, ζ 甚大, 此时 $\zeta \simeq \alpha\zeta$, K 趋于定值, 即空气分子热传导之值。作者采取在稳定层结时 $\alpha = 1$, 不稳定层结时 $\alpha \simeq 1.5$, 计算了风速廓线,与 Обухов-Монин 观测资料相比,除在甚不稳定时偏高,在稳定时微低外,两者基本上是一致的。

丁士晟(1958)采取 Holzman 假说 $l = l\sqrt{1 - \sigma \text{Ri}(z)}$, 并假设位温分布为对数律,得到了贴地层里的风速廓线,作者指出,在接近中性层结,或在大风速下,或在很低高度,可用对数律近似地表示风速廓线。温度层结是决定贴地层风速廓线与对数律偏差的主要因素。在 Ri 数很大时,风速分布服从平方根律。作者以其结果与 Best, Deacon 等人的观测记录相比较,定性是符合的。

楊大昇(1957)^[20]假设大气边界层中湍流交换系数的分布为

$$K(z) = (a - bz)^2,$$

分析計算了北京风速分布曲綫，与实际记录比較，在 1400 米以下是很符合的。用同样的假設，楊大昇、李麦村(1957)^[21]分析計算了汉口的风速分布，楊大昇、郑光(1958)^[22]分析計算了大連风速分布，計算結果与实际都相当符合。

赵伯林(1956a)^[23]討論了在非定常情况下在大气边界层中湍流系数的測定問題。令风速分为两部分

$$u = U + u', \quad v = V + v',$$

假設 U 和 V 滿足于

$$\begin{aligned} -lV &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} + k \frac{\partial^2 U}{\partial x^2}, \\ lU &= -\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} + k \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}; \end{aligned}$$

而

$$u' = -\frac{1}{l} \frac{dU}{dt}, \quad v' = \frac{1}{l} \frac{dV}{dt}.$$

先解得 U 及 V 后，对 t 微分得 u' 及 v' ，两者相加得非定常情况下边界层中的风速分布；由此得計算湍流系数 K 的公式。Ekman 求 K 公式，及 Лейхтман 求 K 公式均系所得公式的特例。作者曾以所得 K 值与 Лейхтман 公式 K 值比較，在个案分析中两者相差甚大，可差到一倍以上，而在平均情况下，两者大致类似。赵伯林(1956b)^[24] 又曾以 Обухов 及 Будыко 关于計算湍流系数 K 的公式，利用北京记录进行計算，并比較两种方法所得結果，指出 Обухов 公式适用范围較窄，而 Будыко 公式則較寬。

(三)

Кибель 理論預报方法是近代数值預报发展过程中提出較早、效果較好的一种，在气象学史上有着重要的地位。解放以后，Кибель 理論引起了我国气象工作者广泛热烈的兴趣。叶篤正(1953)^[25] 对此作了全面解释，在指出这理論的許多重大成就的同时，指出应用这项理論于中国时应注意之点，如地形問題，中国气象要素变化不如苏联显著，以及地球自轉参数随緯度变化的影响問題等。

朱抱真(1954)^[26] 专门討論了地球自轉参数 f 随緯度变化对 Кибель 理論的影响。在推导第一近似值的温度平流变化和气压平流变化，以及第二近似值的温度动力变化的表达式时，都沒有遇到 f 对 y (向北)的微分；亦即是說， f 随緯度变化对温度的平流和动力变化，以及气压的平流变化沒有任何影响。但在推导气压的动力变化表达式时，如考虑 f 对緯度变化时，則所得表达式比 Кибель 原来表达式要增添了好几項含 $\partial f / \partial y$ 項。比較含 $\partial f / \partial y$ 項与輻散項(含 $\partial^2 \theta / \partial \eta \partial \theta$ 項)的相对大小；在一般情况下，前者只为后者的 20%，可以略而不計。但地面气压梯度愈大，含 $\partial f / \partial y$ 項的影响愈大；因此当低压极为发展，地面气压梯度很大时，含 $\partial f / \partial y$ 項的作用是值得注意的。

徐尔灝(1954)^[27] 用热成风方法重新推导了 Кибель 理論的几个基本方程，并予以一些物理解释。作者指出在引导层以下各高度上的平流变压与地面平流变压同号，而在引

导层以上則异号；而平流变压的絕對值随着距离引导层的距离增加而增加。动力变压不管在什么高度都与地面同号，而其絕對值总是随高度增加而減小的。作者又指出在整个对流层各高度上的温压系統的移动均由同一个引导层操縱着，即各高度上温压系統的移动速度是相同的。

顧震潮(1955)^[28]曾嘗試將 Кибель 理論扩充为三参数的模式。

参 考 文 献

- [1] Yeh, T. C. (叶篤正): The motion of tropical storms under the influence of a superimposed southerly current. *J. Meteor.* 7(1950), 108—113.
- [2] 謝义炳, 陈秋士: 斜压大气中渦旋运动方程及其在天气預报中的应用. *气象学报*, 27(1956), 283—306.
- [3] 黃仕松: 論反气旋在大气中的作用. *气象学报*, 23(1952), 130—134.
- [4] 叶篤正: 大气中动能的制造. *气象学报*, 25(1954), 279—290.
- [5] 叶篤正, 楊大昇: 北半球大气中角动量的年变化和它的輸送机制. *气象学报*, 26(1955), 281—294.
- [6] 朱抱真: 大尺度热源、热汇和大地形对西风带的常定扰动. *气象学报*, 28(1957), 122—140; 198—224.
- [7] 巢紀平: 斜压西风带中大地形有限扰动的动力学. *气象学报*, 28(1957), 303—314.
- [8] 叶篤正, 顧震潮: 关于我国天气过程大地形影响的几个事实和計算. *气象学报*, 26(1955), 167—181.
- [9] 周晓平, 顧震潮: 大地形对高空行星波传播的影响. *气象学报*, 29(1958), 99—103.
- [10] Yeh, T. C. (叶篤正): On the formation of quasi-geostrophic motion in the atmosphere. *The 75th Anniversary Volume of the Meteor. Soc. of Japan*, 130—134(1957).
- [11] 陈隆勳: 大气中大尺度扰动的不稳定. *气象学报*, 30(1959), 85—91.
- [12] 巢紀平: 綫形大尺度运动的 Ляпунов 稳定性理論(尚未发表).
- [13] 徐尔灝: 論大气中质量散度問題. *气象学报*, 22(1951a), 147—154.
E. H. Hsu (徐尔灝): A general equation of horizontal mass divergence in the atmosphere. *J. Meteor.* 8(1951), 395—397.
- [14] 王紹武: 引起地面气压变化因子的分析. *北京大学学报(自然科学)*, 2(1956), 337—349.
- [15] 庄蔭模: 鋒区地带密度平流对地面气压变化的贡献. *气象学报*, 28(1957), 225—233.
- [16] 徐尔灝: 东亚寒潮过程中大气渦度場的研究(摘要). *气象学报*, 29(1958), 239—248.
- [17] 刘振兴: 近地层大气湍流混和的規律性. *科学纪录*, 2(1958), 152—158.
- [18] 苏从先: 层結大气中近地层湍流. *气象学报*, 29(1958), 73—82.
苏从先: 关于层結大气中近地层湍流交换的基本規律性. *气象学报*, 30(1959), 114—118.
- [19] 丁士晟: 温度层結与风速对貼地层风速廓綫的影响. *北京大学学报(自然科学)*, 4(1958), 305—314.
- [20] 楊大昇: 北京低层高空的风速分佈. *气象学报*, 28(1957), 185—197.
- [21] 楊大昇, 李麦村: 汉口低层高空的风速分佈. *北京大学学报(自然科学)*, 3(1957), 453—466.
- [22] 楊大昇, 郑 光: 下垫面对大連低层高空风速分佈的影响. *气象学报*, 29(1958), 1—6.
- [23] 赵伯林: 摩擦层中湍流系数. *气象学报*, 27(1956), 195—217.
- [24] 赵伯林: 北京冬半年近地面层湍流的特性. *北京大学学报(自然科学)*, 2(1956), 479—488.
- [25] 叶篤正: 苏联的平流动力分析理論. *气象学报*, 24(1953), 225—252.
- [26] 朱抱真: 基别尔气压变化理論中緯度影响的問題. *气象学报*, 25(1954), 91—100.
- [27] 徐尔灝: 基别尔預报方程的物理导法及一些解释. *气象学报*, 25(1954), 279—290.
- [28] 顧震潮: 論三参数的斜压大气模式. *气象学报*, 26(1955), 235—248.