

极地高压稳定的动力分析

刘瑞芝

(中国科学院大气物理研究所)

提 要

本文从理论上探讨极地高压稳定的物理机制,计算了纬向平均风速及纬向平均位涡度的经向梯度,找出了临界风速 u_c 值。本文还用扰动能量发展方程讨论了北半球各纬度带扰动的稳定性问题,得出在中高纬度地区扰动的能量随时间是递减的,它满足了扰动稳定的充分条件。因此,在这个区域内扰动不能发展,使得极地高压稳定维持。

本文还应用一个六层原始方程模式,分别应用理想场与实际高度场作为初始值对极地高压的维持作数值试验,得到了与实际相当一致的结果,进一步证明了本文的理论分析是正确的。

一、引 言

北半球环流最主要的特点是在中高纬度以极地为中心盛行着沿纬圈方向的西风,在西风带上叠加着行星尺度的平均槽脊。从逐日的天气图上可以见到除了上述超长波外,还有 Rossby 波以及其它更小尺度的系统。这些不同尺度波动的演变形成了北半球各种天气现象。多年来,极涡的研究一直被人们所重视。但是北半球有时为大型异常环流形势所控制,最突出的是在极圈内对流层各高度上建立强盛而稳定的极地高压。极地高压形势一般比较稳定,可以维持三天到一个月以上,据统计以维持五天到十五天的机率最大^[1]。这种北半球大型环流的异常形势可以产生半球性大范围异常天气。极地高压是冬半年影响我国新疆中期天气过程的一个重要天气系统,它的衰退与新疆寒潮天气关系很大。但是在目前对极地高压的研究还不太多。

徐夏因等^[2]曾对1977年1至2月上旬在北半球出现的一次极地高压过程做了系统的天气学分析,这次极地高压强度很大,而且非常稳定,自1月9日建立至2月13日消失,维持了35天之久。在此期间北半球出现了大范围异常天气,这是一次值得研究的异常天气过程。本文目的是从理论上对这次极地高压的稳定形势进行动力学分析,并且在此基础上做些理想场以及实际场的数值试验。

二、极地高压控制下的北半球环流特征和温压场结构

1977年1月9日至2月13日在北极出现强大而持久的极地高压,这是历史上罕见

的一次天气过程。在极高维持期间, 中高纬度的环流很稳定。在中纬度东亚和美洲有稳定的长波槽, 东太平洋有稳定的高压脊, 美洲西部及东亚地面上基本为冷高压所占据。从 1977 年 1 月 500 百帕平均图(图略, 可参见文献 [1]) 可以清楚地看到极地高压维持的情况。

极地高压的维持使北半球中高纬度地区的温度和流场的结构异常, 尤其在铅直结构上与平均情况差异很大。1 月 11 日极地高压明显加强, 东风急流开始形成。本文用 1 月 11 日 20 时(北京时)的资料, 沿 100°W 穿过北极并通过 120°E 东亚地区作剖面图(见图 1), 这张剖面通过极地高压, 并切割了美洲及东亚的两个偏极涡。这次极地高压是一个极其深厚的暖性高压, 从地面直到 100 百帕各层标准等压面上都有完整的闭合高压存在(图略)。分析图 1 可知有以下特点:

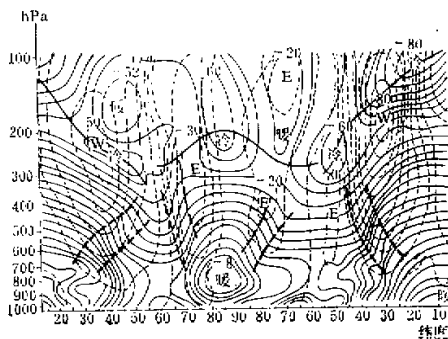


图 1 1977 年 1 月 11 日 20 时(北京时)沿 100°W 通过北极沿 120°E 的剖面图

图中虚线为等风速线, 单位为米/秒; 实线为等温线; 点虚线为风速零线;
粗实线为对流层顶高度; 粗虚线为锋区。

极地暖空气非常深厚, 自地面一直沿伸到 300 百帕。极地高压维持期间, 极地附近对流层内异常温暖, 因而使高纬度的温度分布由南向北递增。锋区随高度向南倾斜, 与一般情况下对流层的温压场结构很不相同。

在极地高压的南侧(约在 $70^{\circ}\text{--}80^{\circ}\text{N}$)有明显的东风急流, 急流的中心高度在 300—400 百帕之间, 最大风速达 35 米/秒, 这就是极高东风急流。在极高急流的南侧($50^{\circ}\text{--}55^{\circ}\text{N}$ 附近)还有另一支弱东风急流, 它的中心高度在 450 百帕附近, 它与偏极涡北侧的强东风带对应。

一般情况下, 对流层顶的平均高度在赤道最高, 极地最低。但是从图 1 中明显地看到, 极地对流层顶抬高, 高度达 200—250 百帕。而在 $50^{\circ}\text{--}60^{\circ}\text{N}$ 上空对流顶的高度最低。

综上所述, 在极地高压维持期间北半球环流特征以及风场、温度场的结构均呈现异常。

极地高压建立之后, 其位置并不是一成不变的, 它有环绕北极顺时针缓慢移动的趋势, 最后移至新地岛附近。在此迂迴数日后于 2 月 12 日与乌拉尔高压脊合并。13 日微

弱的暖中心也消失,极地高压彻底崩溃。

三、极地高压稳定的动力分析

这次极地高压的特点是非常稳定,必然使在中高纬度的扰动不具备发展的条件,因而极地高压得以长时间维持。扰动的发展以及扰动与基本气流的相互作用是动力气象中一个基本问题。扰动的发展通常作为不稳定问题来研究,而讨论不稳定问题一般用标准模态法(Normal Mode)和能量方法。但是标准模态法只给出不稳定的必要条件,考虑的只是扰动的离散谱部分,而未考虑连续谱部分,所以我们使用能量方法来进行讨论。

Charney 早在 1962 年就斜压急流内不稳定问题做了论述^[1]。该文中以一次极夜急流为例,计算了纬向平均位涡度垂直分布,并给出剖面图。计算结果指出在急流不稳定区存在平均位涡度梯度零点,也就是平均位涡度梯度在急流不稳定区变号。Charney 在该文中强调,没有得出急流不稳定的充分必要条件,没有证明理论上所预报的不稳定扰动与观测事实相一致,因而关于不稳定问题尚无一定结论。

本文用曾庆存于 1982 年^[2]得出的斜压大气中扰动的能量公式来讨论极地高压个例的急流内稳定问题。能量公式如下:

$$\frac{\partial E'}{\partial t} + \int_{-l}^{+l} \int_0^1 \frac{(\bar{u}_r - \bar{u})}{2B} \frac{\partial q'^2}{\partial t} d\zeta dx + \int_{-l}^{+l} \frac{(\bar{u}_r - \bar{u}_s)}{2s} \frac{\partial}{\partial t} (T'_s - \alpha_s \phi'_s)^2 dx = 0 \quad (1)$$

式中 E' 是扰动总能量, ϕ' 是沿 x 方向以 $2l$ 为周期的扰动流函数。 B 和 s 分别为纬向平均位涡度 $\bar{q}$ 的经向梯度和变换的地面温度的经向梯度。 $B = \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$, $S = \frac{\partial \bar{T}_s}{\partial y} + \bar{u}_s$, $\bar{u}$ 为平均西风风速, q' 为扰动位涡度, $\bar{u}_r$ 是特定的任意参考层风速, $\alpha = \frac{R}{g} \left(\frac{g}{c_p} + \frac{d\bar{T}}{dx} \right)$, $\bar{T}$ 是标准大气温度垂直廓线,下标含 s 的项为地面上相应的量。其它为常用符号。在(1)式中第三项是下边界的作用项,由于我们所考虑的是急流内的不稳定问题,所以可不予以考虑,为此我们可仅用下式来进行讨论:

$$\frac{\partial E'}{\partial t} + \int_{-l}^{+l} \int_0^1 \frac{(\bar{u}_r - \bar{u})}{2B} \frac{\partial q'^2}{\partial t} d\zeta dx = 0 \quad (2)$$

当扰动不稳定时, $\frac{\partial E'}{\partial t} > 0$, 而且 $\frac{\partial q'^2}{\partial t} > 0$, 为了满足(2)式,必需有 $\frac{\bar{u}_r - \bar{u}}{2B} < 0$ 。因此,只要 $\frac{\bar{u}_r - \bar{u}}{2B} \geq 0$ 时,扰动必然是稳定的。

$\bar{u}$ 用地转风关系求出, $\bar{q}$ 用下式计算:

$$\bar{q} = -(\xi + f) \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial p} \quad (3)$$

ξ 为纬向平均环流的涡度, $\bar{\theta}$ 为纬向平均位温。

极地高压在 1977 年 1 月 11 日开始呈现出典型的形势,有闭合中心并有东风急流形成。所以本文用这天的资料计算了北半球范围的 $\bar{q}$ 值。所计算的格点是沿经向自北极到北纬 5 度,每隔 5 度取点,垂直方向自 100 百帕到地面每隔 100 百帕取点。垂直方向使

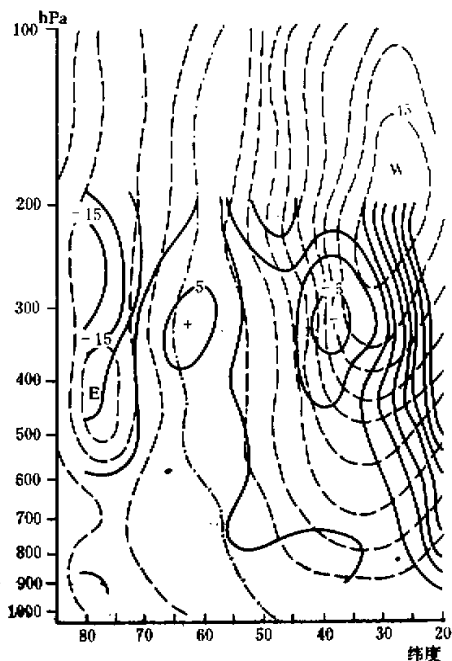
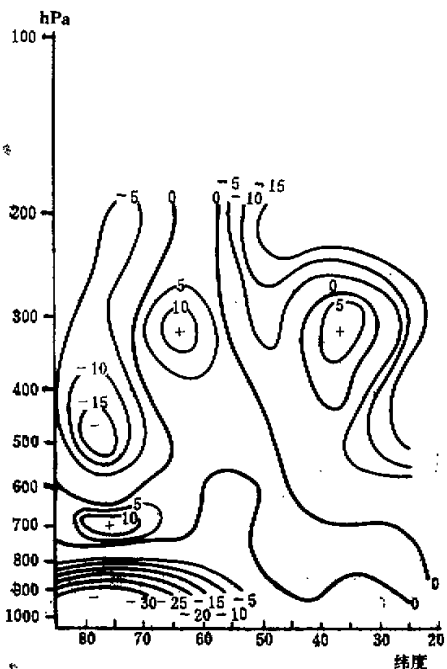


图2 1977年1月11日20时(北京时间) $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ 剖面图 图3 1977年1月11日20时(北京时间) $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ 及 $\bar{u}$ 剖面图

用各标准等压面的资料,包括100、200、300、500、700、850百帕以及地面资料。其它各层的高度由标准等压面的高度插值算出。

计算位温时所用的温度 $\bar{T}$ 值是分别用静力公式计算值和用实际数值两种方法计算的。图2和图3分别为用上述两种求 $\bar{\theta}$ 方法计算的纬向平均位涡度的经向梯度分布图,图3中实线为纬向平均位涡度的经向梯度 $\left(\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}\right)$,虚线为纬向地转风(即 $\bar{u}$),点虚线为风速零线。比较图2和图3两种方法所计算的 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ 结果,分布基本一致。图2中在中高纬度对流层低层的 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ 分布比较零乱,这与计算温度 $\bar{T}$ 时所用的近似公式有关,所以计算位涡度宜用实际资料。因此,我们使用图3来讨论稳定性问题。

按照图3中 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ 的经向分布,在北半球中高纬度内可以划分为三个区:45—55°N为I区,这里 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} < 0$; 55—71°N为II区,这里 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} > 0$; 71°N以北为III区,这里对流层上半部 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} < 0$, 对流层下半部 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} > 0$ 。下面用公式(2)分别讨论各区的稳定性。

在上述各区内 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ 及纬向平均风速 $\bar{u}$ 均经计算给出结果,临界风速 $\bar{u}_c$ 是客观存在的,关键在于我们能否分析求出 $\bar{u}_c$ 值,将其代入公式(2)后,在中高纬度地区均能满

足扰动稳定的充分条件,也就是在中高纬度地区扰动不发展,有利于极地高压稳定维持。下面分区讨论。

在 I 区内 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} < 0, \bar{u} > 0$, 可以选择 $\bar{u}_r$ 值小于 $\bar{u}$, 使 $\bar{u}_r - \bar{u} < 0$, 则

$$(\bar{u}_r - \bar{u}) / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} > 0,$$

I 区为稳定区。 $\bar{u}_r$ 取正值或负值均可以满足上述条件,但是考虑其它区的稳定性,本文选择 $\bar{u}_r$ 为正值。

在 II 区内 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial t} > 0$, 在此区中有风速零线,将该区分为两部分。在图 3 中风速零线的左半部 $\bar{u} < 0$, 在右半部 $\bar{u} > 0$, 但是在此区内西风风速小于 I 区,可以满足 $\bar{u}_r - \bar{u} > 0$, 另一部分东风风速为负值,必然满足 $\bar{u}_r - \bar{u} > 0$, 则 $(\bar{u}_r - \bar{u}) / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} > 0$, 因而 II 区也为稳定区。

在 III 区内,对流层上部 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} < 0, \bar{u} < 0$, 则 $\bar{u}_r - \bar{u} > 0$, 因而 $(\bar{u}_r - \bar{u}) / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} < 0$, 不满足扰动稳定的充分条件。但是在对流层下部 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y} > 0, \bar{u}_r - \bar{u} > 0$, 所以 $(\bar{u}_r - \bar{u}) / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y} > 0$, 满足稳定的充分条件。公式(2)所考虑的扰动能量发展情况是取决于整层大气积分结果,为此本文作了定性估计,取 $\frac{\partial \bar{q}^2}{\partial t}$ 不随高度变化,用北纬 80 度及 75 度各层的 $\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ 及 $\bar{u}$ 值计算整层大气的 $(\bar{u}_r - \bar{u}) / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$ 项。结果所得为正值,满足扰动稳定的充分条件,所以 III 区也属稳定的。

为了清楚起见,将以上结果列在表 1 中。通过上述讨论结果并结合图 3 中所计算的资料可以选择 $\bar{u}_r$ 为 5 米/秒。

表 1

区 号	纬度范围	$\frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$	$\bar{u}_r - \bar{u}$	$(\bar{u}_r - \bar{u}) / \frac{\partial \bar{q}}{\partial y}$
I	45—55°N	<0	<0	>0
II	55—71°N	>0	>0	>0
III	71—85°N	上半部<0 下半部>0	>0 >0	$\begin{cases} <0 \\ >0 \end{cases}$ 总效果>0

由于上述结果,北纬 45 度以北为大范围的稳定区,这个区域包括极地高压及其南缘地区。在此区内扰动不易发展,极地高压便有条件稳定维持。这是本文所得到的主要论点。

以上是对极地高压维持的理论分析结果。为了验证所得结果的正确性,本文进一步从实际出发做了一些数值试验。

四、数值试验

在上节中用 1977 年 1 月 11 日极地高压维持的个例做了理论探讨,所得结果是中高

纬度为稳定区。本文用这一天的各层高度场资料沿纬圈取平均值做为基本环流场, 在此基本环流场上叠加扰动部分, 用六层原始方程模式^[1]做数值计算, 试验在稳定区扰动发展的情况。

实验一 在稳定区内的理想场试验。在 1977 年 1 月 11 日实际的纬向平均基本环流上在稳定区内叠加四个振幅不同的扰动。图 4 为沿北纬 60 度 500 百帕高度场初值及三天内逐日计算结果。图 4 所示, 三天内各扰动的强度和位置均无明显变化, 也就是说扰动没有发展, 是稳定的。所以实际计算结果证明了该区是稳定区, 从而证明了上节的理论分析是正确的。

实验二 本文又用 1977 年 1 月 11 日的实际资料在六层原始方程模式上做数值试

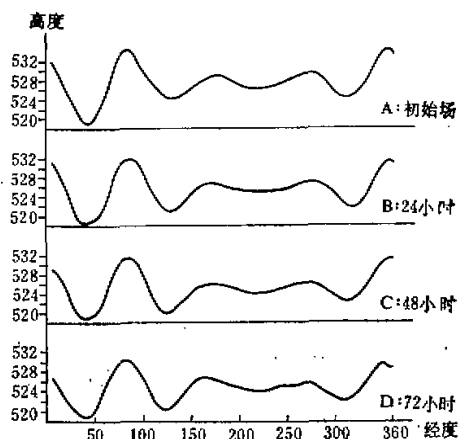


图 4 在稳定区理想场试验结果
横坐标为经度, 纵坐标为 500 百帕高度 (单位为什米)。

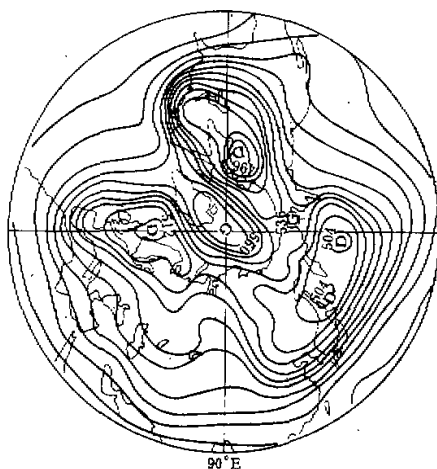


图 5 1977 年 1 月 11 日 20 时 (北京时) 500 百帕高度场

验,目的是为了了解极地高压维持下北半球形势的可预报性,也可以考验本文所用的六层原始方程的可靠性。

图 5 是 1977 年 1 月 11 日 20 时(北京时) 500 百帕初始高度场。图 6 是 500 百帕三天预报结果及第三天实况。

1977 年 1 月 11 日极为闭合高压,北美、东亚及欧洲西部维持三个大槽,乌拉尔、太平洋东部及大西洋上为三个脊区。三天后北半球中高纬主要的系统分布没有显著变化,比较明显的变化是:在欧洲乌拉尔脊消失,而在里海长脊。比较图 6 中三天预报结果(实线)及第三天实况(虚线),所预报的结果与实况相当吻合。极地高压的维持,北半球几大系统的稳定形势,以及欧洲脊的消长均报出来了。所以极地高压维持的天气形势是可以利用六层原始方程做预报的。也说明本文中用该模式所做的理想场试验是正确的、可信的。

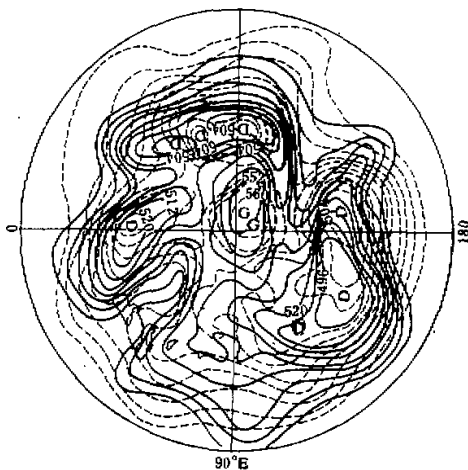


图 6 1977 年 1 月 11 日 20 时(北京时)实例预报结果
实线为 500 百帕三天高度场预报结果,虚线为第三天 500 百帕高度场实况

综上所述,我们所做的两个数值试验均取得了令人满意的结果。

五、结 束 语

极地高压维持是一次重要的天气过程,而 1977 年 1 月至 2 月上旬的实例又是极地高压异常稳定的特例。本文就此实例计算了纬向平均风速及纬向平均位涡度的经向梯度分布,用扰动能量发展公式分析了北半球各区的稳定性,目的是企图从理论上探讨极地高压长期维持的物理机制。主要得到以下几点有意义的结果:

(1) 可以求出斜压稳定的临界风速 $\bar{u}_c$ 值,从而得到在中高纬度地区满足扰动稳定的充分条件。

(2) 在北半球围绕极地高压很宽的区域内均属稳定区,因而保证了极地高压得以持

久地维持。

(3) 用理想场在上述稳定区做数值试验, 所得结果与以上论述相当一致, 进一步证实了理论分析的正确性。

本文用六层原始方程对上述实例做了数值预报试验, 取得了与实况相当一致的结果。说明极地高压维持的环流形势是可以用我们的数值模式预报的。也可以说明我们用此数值模式所做的理想场的数值试验是完全正确的。

本文中为了理论讨论所计算的纬向平均位涡度的经向梯度及平均西风风速, 使用极地高压稳定期间平均的资料更为妥当。但是我们处理这些资料是相当困难的。本文仅是初步研究, 今后需进一步完善这项工作。

曾庆存同志对此工作提出了宝贵的意见, 作者在此深表谢意。

参 考 文 献

- [1] 蔡承侠, 1978, 冬季极地高压若干特征及其与新疆某些天气过程的关系, 北方中期天气预报研究文集, P. 89—97.
- [2] 徐夏国、郭尚容, 1978, 极地高压的结构及其环流特征, 大气科学, 第二卷第三期, P. 256—262.
- [3] Charney, J. G., 1962, On the stability of internal baroclinic jets in a rotation atmosphere, *J. Atmos. Sci.*, **19**, P. 159—172.
- [4] Zeng Qingcun (曾庆存), 1983, The development Characteristics of quasigeostrophic baroclinic disturbances, *Tellus*, **35**, P. 337—349.
- [5] 刘瑞芝, 1984, 全隐式六层原始方程的数值试验, 大气科学, 第八卷第一期, P. 16—26.

THE DYNAMIC ANALYSIS OF THE STABLE POLAR HIGH

Liu Ruizhi

(Institute of Atmospheric Physics, Academia Sinica)

Abstract

The physical mechanism of the stability of polar high is theoretically discussed in this paper. We have calculated the zonal mean wind component and the mean meridional gradient of potential vorticity, and found out the critical zonal wind component $\bar{u}$. The tendency equation of disturbance energy is used to discuss the stability of disturbance in the different latitude zones over the Northern Hemisphere, and obtains that the disturbance energy decreases with time in middle and high latitudes over the Northern Hemisphere. The stable condition is satisfied in these areas. Therefore, the disturbance cannot develop and the polar high is maintained.

Using a six-level implicit primitive model, we make some numerical experiments of polar high with an ideal initial field and a practical initial field, respectively, and obtain good results. Thus it may further demonstrate that the theoretical analysis is correct in this paper.