

100 hPa 极地涡旋分裂和重建的能量机制*

张培忠

缪锦海

(内蒙古气象科学研究所)

(北京大学地球物理系)

提 要

对于 100 hPa 极涡分裂过程,对流层 2 波能量的大量上传是主要因素,其次是波与波非线性相互作用的影响。而对极涡重建过程,主要因素是波与波非线性相互作用,其次是对流层能量上传变化的影响。

一、引 言

100 hPa 极地涡旋是冬半年高纬地区重要的大型环流系统。它的位置、活动和变化对北半球天气,尤其是对冷空气活动(包括寒潮)有重要的影响。炭原等^[1]从统计学出发研究了极涡的活动特征以及与我寒潮的关系。赵福吉等^[2]用波谱分析研究极涡分裂崩溃过程,发现中纬度长波脊向北发展,有利于极涡的崩溃。李崇银等^[3]用三层模式研究了偏心绕极涡旋的形成及其动力特征,说明这类涡旋具有斜压性,但他们的理论中忽略了其他波长的扰动对偏心涡旋的非线性制约。

过去对极涡的研究一般侧重于极涡崩溃(平流层爆发性增暖的研究一般侧重于极夜急流的消失,极地爆发性增暖的发生),而对分裂的极涡再次重建绕极涡旋的研究甚少。对极涡分裂过程和再建过程中波与波的非线性相互作用的研究也比较少。为此,我们试图用波数域的动能方程来研究极涡分裂和再建(即偏心绕极的一个涡旋分裂为二个涡旋和由二个涡旋又重建为一个极地涡旋)的能量机制。我们发现对流层能量上传以及波与波非线性相互作用对极涡分裂和重建的不同过程起着不同的重要作用。

二、资料和计算公式

我们对极涡的划分,基本上与炭原等^[1]一致,就是在 100 hPa 图上按着极涡中心的数目划分为 I 涡型和 II 涡型。对 I 涡型又以低涡中心是在 80°N 以南还是以北划分为偏极型和绕极型。我们所用的个例是从寒潮中期预报理论和方法科研协作组提供的六个月资料中选取的,这六个月是 1969 年 1 月中旬到 2 月上旬,1976 年和 1979 年的 10 月下旬到

* 本文于 1983 年 12 月 17 日收到,1984 年 12 月 11 日收到修改稿。

11月中旬,1980年12月到1981年2月底,在每天1000,700,500,200和100 hPa图上北半球 $90^{\circ}\text{N}-20^{\circ}\text{N}$ 之间每隔5个经纬度取一个高度资料。

某一纬度带内单位时间单位质量 n 波动能方程为[4,5]

$$\frac{\partial K(n)}{\partial t} = L_1(n) + L_2(n) - M_1(n) - M_2(n) + C(n) + BL_1(n) + BL_2(n) \\ + BVZ(n) + BWZ(n) + D(n)$$

其中 $K(n)$ 为 n 波的涡动动能, $L_1(n)$ 和 $L_2(n)$ 为波与波的非线性相互作用对 n 波动能的贡献项, $M_1(n)$ 和 $M_2(n)$ 为纬向平均运动与 n 波的相互作用项, $BL_1(n)$ 和 $BL_2(n)$ 为波与波的非线性相互作用引起的 n 波动能净边界通量项, $C(n)$ 为 n 波有效位能与 n 波动能的转换项, $BVZ(n)$ 和 $BWZ(n)$ 为 n 波位能的净边界通量项, $D(n)$ 为 n 波动能的耗散项。

上述各项的详细表达式,请参阅文献[4,5]。

动能方程中的风场采用地转风近似计算,垂直运动用 ω 方程计算。由于资料限制,只计算了300 hPa以下各层垂直运动,没能计算100 hPa的 $C(n)$ 项。而100 hPa层的 $BWZ(n)$ 则采用下述近似公式计算。

$$BWZ(n, 100) = \frac{\partial WZ(n)}{\partial p} = \frac{WZ(n, 300) - WZ(n, 0)}{300}$$

式中 $WZ(n, p)$ 为垂直运动场与位势场不均匀所引起的通过 p 等压面的能量上传, 设0 hPa处 $WZ(n, 0)$ 等于0。

$BL_2(n, 100)$ 的近似计算公式与 $BWZ(n)$ 的相似。

具体计算方法可参看文献[6], 动能方程各项的计算结果由寒潮中期预报理论和方法科研协作组提供。

三、极涡变化的天气学分析

我们以1980年12月4日到16日期间极涡由I涡分裂为II涡,然后又由II涡转变成I涡的过程为代表进行分析。在100 hPa图上,12月4日以前,极区就维持有一个低涡,中心在太米尔半岛北端。低压中心经过极区向西半球移动,7日已移到加拿大北方海面上。8—9日从大西洋向格陵兰有一发展很强的高压脊,代换了原在大西洋东部的脊。新发展起来的格陵兰高压脊脊前有强的冷平流,脊后有明显的暖平流,具有较强的斜压性。在大西洋高压脊发展的同时,西西伯利亚的高压脊与由白令海西伸的太平洋高压脊逐渐接近,扩充加强,促使极涡中心经由极区移到西半球。再加上新生大西洋高压脊的作用,使极涡变成长条形,最后分裂成两个涡。

这个分析与赵福吉^[22]的结论基本一致。而从1976年10月23日到11月1日的例子来看,则是先有库页岛强高压脊发展(甚至发展成阻塞高压),后有大西洋脊发展,使极涡由I涡分裂成II涡。因此,我们认为两个大洋的高压脊先后或同时发展,对极涡由I涡转变成II涡起决定性作用。

下面讨论II涡转变成I涡的过程。1980年的例子里,II涡形成后,西半球的低涡逐

浙南下到北美。后来大西洋高压脊移到欧洲,逐渐减弱。北美低涡填塞变小,亚洲北方海上的低涡增强,成为主要的涡。到 16 日,美洲涡消失,II 涡型变成 I 涡型。

综上所述,两大洋高压脊发展深入极区,有利于极涡分裂;而两大洋高压脊在平移过程中,移入大陆衰减,有利于极涡的重建。

四、I 涡和 II 涡的超长波能量特征

我们从上述六个月的资料中,选取六个偏极 I₁ 型(中心位于亚洲),五个 II 涡型,研究了它们在建立、维持和衰退过程中的能量特征。建立阶段是指该型建立时前两天,衰退阶段是指该型破坏时后两天。表 1 是这 11 个个例的日期,三个阶段的 1 波和 2 波的平均动能 \bar{K}_1 和 \bar{K}_2 ,合成平均动能及其比值 \bar{K}_1/\bar{K}_2 和 \bar{K}_2/\bar{K}_1 。

这六个月的 1 波、2 波平均动能之和 $\bar{K}_1 + \bar{K}_2$ 约占扰动动能总和的 46%(计算到 17 个波),而且除个别月份的 \bar{K}_3 稍大外, \bar{K}_1, \bar{K}_2 一般都大于 3 波以下各波的平均动能 \bar{K}_n 。所以 1 波或 2 波是优势波。

由表 1 可以看到:(1) 在 I 涡维持阶段,代表 I 涡的 1 波动能合成平均值远大于 2 波的动能合成平均值,其比值 \bar{K}_1/\bar{K}_2 达到 2.13,比六个月平均的 \bar{K}_1/\bar{K}_2 (其值为 1.11) 要大一倍。在 II 涡维持阶段,代表波 2 波合成平均动能 \bar{K}_2 则远大于 1 波合成平均动能 \bar{K}_1 ,其比值为 1.53,也远大于六个月的平均值(0.90)。(2) I 涡和 II 涡在建立阶段和衰退

表 1 a I 涡各阶段的动能

单位: $10^{-2} \text{m}^2/\text{s}^2$

过程日期	建立阶段			维持阶段			衰退阶段					
	日期	\bar{K}_1	\bar{K}_2	$\frac{\bar{K}_1}{\bar{K}_2}$	日期	\bar{K}_1	\bar{K}_2	$\frac{\bar{K}_1}{\bar{K}_2}$	日期	\bar{K}_1	\bar{K}_2	$\frac{\bar{K}_1}{\bar{K}_2}$
1976 年 1/11—11/11	1/11—2/11	985	1001	0.98	3/11—9/11	1858	1425	1.30	10/11—11/11	1587	2758	0.57
1979 年 1/11—8/11	1/11—2/11	1926	1835	1.04	3/11—6/11	1658	1581	1.04	7/11—8/11	698	2059	0.33
1980 年 24/12—次年 6/1	24/12—25/12	2702	3729	0.72	26/12—4/1	3495	1287	2.71	5/1—6/1	2414	891	2.70
1981 年 8/1—16/1	8/1—9/1	2380	1962	1.21	10/1—14/1	3468	1391	2.49	15/1—16/1	13135	2307	1.35
1981 年 28/1—6/2	28/1—29/1	4150	3413	1.21	30/1—4/2	5265	1602	3.28	5/2—6/2	1670	850	1.96
1969 年 25/1—1/2	25/1—26/1	1878	1131	1.66	27/1—30/1	2081	1050	1.98	31/1—1/2	1128	1107	1.01
平均		2336	2178	1.07		2970	1389	2.13		1772	1662	1.06

表 1 b II 涡各阶段的动能

单位: $10^{-2} \text{m}^2/\text{s}^2$

过程日期	建立阶段			维持阶段			衰退阶段					
	日期	\bar{K}_1	\bar{K}_2	$\frac{\bar{K}_1}{\bar{K}_2}$	日期	\bar{K}_1	\bar{K}_2	$\frac{\bar{K}_1}{\bar{K}_2}$	日期	\bar{K}_1	\bar{K}_2	$\frac{\bar{K}_1}{\bar{K}_2}$
1976 年 23/10—1/11	23/10—24/10	424	2026	4.77	25/10—30/10	658	1782	2.70	31/10—1/11	871	994	1.14
1979 年 23/10—2/11	23/10—24/10	696	659	0.94	25/10—31/10	1292	1484	1.14	1/11—2/11	1926	1835	0.95
1980 年 8/12—18/12	8/12—9/12	1318	1132	0.85	10/12—16/12	1614	2496	1.54	17/12—18/12	2640	2798	1.05
1980 年 19/12—25/12	19/12—20/12	2500	3068	1.22	21/12—23/12	2325	4647	1.99	24/12—25/12	2702	3729	1.38
1981 年 5/2—15/2	5/2—6/2	1670	850	0.50	7/2—13/2	4175	5082	1.21	14/12—15/12	5333	2401	0.45
平均		1321	1547	1.17		2012	3098	1.53		2694	2349	0.87

阶段的 \bar{K}_1/\bar{K}_2 (或 \bar{K}_2/\bar{K}_1) 均接近六个月的平均值, 只有 II 涡衰退阶段的 \bar{K}_2/\bar{K}_1 小于平均值。(3) 3 波以下各波动能在 I 涡, II 涡维持阶段都比代表性波小, 在建立或衰退阶段有少数个例中 \bar{K}_3 稍大于代表性波(资料略)。

因此, 用 1 波的动能 K_1 来表示 I 涡特别是偏心的 I 涡活动, 用 K_2 来表示 II 涡的活动是合适的。

五、I 涡和 II 涡的建立、维持及衰退的能量机制

我们计算了 100 hPa 22.5°N—82.5°N 纬度带内的 1 波和 2 波动能方程的 $\frac{\partial K}{\partial t}$, L_1 , M_1 , BL_1 , BL_2 , BWZ 等项。表 2 a 和 2 b 分别为 I 涡 6 个个例的平均结果和 II 涡 5 个个例的平均结果。有以下几点结果。(1) 在 I 涡和 II 涡建立阶段, $\frac{\partial K_1}{\partial t}$ 达 $43 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, $\frac{\partial K_2}{\partial t}$ 达 $54 \times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$, 表明在 I 涡(或 II 涡)建立阶段, 1 波(或 2 波)的动能显著增加。在 I 涡(或 II 涡)衰退阶段, $\frac{\partial K_1}{\partial t}$ (或 $\frac{\partial K_2}{\partial t}$) 为 -46 (或 -64) $\times 10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$ 。而在 I 涡(或 II 涡)维持阶段, 相应的 $\frac{\partial K_1}{\partial t}$ (或 $\frac{\partial K_2}{\partial t}$) 都比较小。所以 K_1 和 K_2 的变化分别表示出 I 涡和 II 涡的建立和衰退。(2) 在 I 涡和 II 涡建立阶段和衰退阶段, 波与波非线性相互作用项 L_1 对动能的变化都有正贡献, 即建立阶段, L_1 大于零, 衰退阶段, L_1 小于零。(3) 位能的净边界通量项 BWZ , 都是正值。在建立阶段正值较大(II 涡的 BWZ (2) 更大)。表明对流层向平流层底层输送能量对于平流层低层 1 波(尤其是 2 波)动能的增加起重要作用。在衰退阶段, BWZ 仍为正值, 但数值已变小。(4) 其余 3 项如 BL_1 , BL_2 和 M_1 等

表 2 a 1 波动能变化及各作用项
(六个个例的合成平均)

单位: K_1 为 $10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$,
其余为 $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$

	\bar{K}_1	$\partial K_1/\partial t$	$L_1(1)$	$BL_1(1)$	$-M_1(1)$	$BL_2(1)$	$BWZ(1)$
建立阶段	2336	4341	4151	-725	665	-251	6647
维持阶段	2970	-1114	-692	-1919	1719	-410	5241
衰退阶段	1772	-4634	-4223	-611	1098	147	5038

表 2 b 2 波动能变化及各作用项
(五个个例的合成平均)

单位: K_2 为 $10^{-3} \text{ m}^2/\text{s}^2$,
其余为 $10^{-6} \text{ m}^2/\text{s}^3$

	\bar{K}_2	$\partial K_2/\partial t$	$L_1(2)$	$BL_1(2)$	$-M_1(2)$	$BL_2(2)$	$BWZ(2)$
建立阶段	1547	5406	2391	122	508	-254	10287
维持阶段	3098	1798	-1108	1049	138	-294	5436
衰退阶段	2349	-6484	-3004	-657	-695	-789	1486

项在建立阶段和衰退阶段都比较小。

对比表 2 a 和 2 b, 发现 II 涡建立和衰退过程与 I 涡有很大不同。II 涡建立阶段的 $L_1(2)$ 减去衰退阶段的 $L_1(2)$, 差值为 $5395 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3$, 相应 $BWZ(2)$ 之差值为 $8801 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3$ 。I 涡两阶段的 $L_1(1)$ 的差值为 $8374 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3$, 相应 $BWZ(1)$ 之差只有 $1609 \times 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3$ 。这些数值表明支配 II 涡变化的主要因素是能量上传的变化, 其次是波与波的非线性相互作用的影响。而 I 涡变化的主要因素是非线性相互作用, 其次是能量上传变化的影响。

为了详细分析哪些波与哪些波相互作用对 I 涡或 II 涡变化起重要作用, 我们计算了非线性相互作用项的各个分量, 见表 3 a 和 3 b。表 3 a 中 3*2 表示 3 波与 2 波相互作用对 1 波动能变化的贡献, 正值使 1 波动能增加, 负值则使之减小。其它符号类似。

表 3 a I 涡建立、衰退阶段各波非线性相互作用对
1 波动能变化的贡献 (6 个个例平均值)

单位: $10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3$

	2*1	3*2	4*3	5*4	6*5	7*6	8*7	9*8	10*9
建立阶段	2698	162	979	87	598	105	-207	-24	-119
衰退阶段	175	-699	-2162	-894	-581	-71	56	-84	-201

表 3 b II 涡建立、衰退阶段各波非线性相互作用对
2 波动能变化的贡献 (5 个个例平均值)

单位: $10^{-8} \text{ m}^2/\text{s}^3$

	1*1	3*1	4*2	5*3	6*4	7*5	8*6	9*7	10*8
建立阶段	-645	254	1392	881	32	219	-53	56	112
衰退阶段	-2637	-2180	-739	1416	-13	609	-154	232	136

从表中看到, 2 波与 1 波相互作用即 2 波向 1 波输送能量有利于 I 涡建立。而 1 波向 4 波和 3 波输出能量促使 I 涡衰退。II 涡建立过程中 4 波与 2 波之间相互作用对 2 波提供能量最多。II 涡衰退过程中主要向 1 波输送能量。

六、极涡分裂和重建的能量机制

上节分别讨论了 I 涡、II 涡建立、维持和衰退的能量机制。这一节将二者结合起来讨论极涡分裂和重建的能量机制。由 I 涡向 II 涡转变的例子是 1980 年 12 月 2 日到 16 日和 1981 年 1 月 30 日到 2 月 15 日; 由 II 涡向 I 涡变化的例子是 1976 年 10 月 25 日到 11 月 11 日, 1979 年 10 月 25 日到 11 月 8 日, 1980 年 12 月 21 日到 1981 年 1 月 6 日。表 4 是极涡分裂过程的能量特征。

由表 4 可以看出, 由于对流层 2 波能量大量上传, 使 100 hPa 2 波动能迅速增加, 促使 I 涡分裂、II 涡建立。同时, 1 波的动能通过非线性相互作用输送给 2, 3 波, 又通过非线性相互作用把 3—5 波能量转送给 2 波, 有利于 II 涡建立、I 涡分裂。可见促使极涡分裂变

表 4a 极涡分裂过程的能量特征

单位: $10^{-9} \text{m}^2/\text{s}^3$

	n	\bar{K}	$\partial K/\partial t$	L_1	BL_1	$-M_1$	BL_2	BWZ
1 波维持阶段	1	3245	-1207	1256	-2381	3234	-137	3918
1 波向 2 波转变阶段	1	1494	-1592	-2624	371	1367	-380	71
	2	991	7929	3238	795	1470	-334	13549
2 波维持阶段	2	3789	2799	-8	2524	1145	-419	4280

表 4b 极涡分裂过程中波与波非线性相互作用的各分量

单位: $10^{-9} \text{m}^2/\text{s}^3$

n	2*1	3*2	4*3	5*4	6*5	7*6	8*7	9*8	10*9
1	139	-2052	-733	-243	-861	528	164	-23	-53
n	1*1	3*1	4*2	5*3	6*4	7*5	8*6	9*7	10*8
2	-498	-879	1538	1486	453	498	92	105	175

成 II 涡的主要因素是对流层 2 波能量的大量上传,其次是波与波非线性相互作用将 1 波动能输向 2 波的影响。这与 Hsu^[7]和 Lordi 等^[8]做的平流层爆发性增暖的数值试验相一致,即对流层能量上传是主要的,但波与波的非线性相互作用使数值试验更符合实际情况。

表 5 是极涡重建时的能量特征。可以看到,2 波动能减少是在对流层 2 波能量上传减少情况下,主要通过波的非线性相互作用将能量向 1 波输送而引起的。1 波动能的增

表 5a 极涡重建过程的能量特征

单位: $10^{-9} \text{m}^2/\text{s}^3$

	n	\bar{K}	$\partial K/\partial t$	L_1	BL_1	$-M_1$	BL_2	BWZ
2 波维持阶段	2	2638	1131	-1843	66	-533	-211	6207
2 波向 1 波转变阶段	2	2186	-5183	-2715	-616	-1058	-1550	1893
	1	1871	2388	4908	-168	-600	-593	4839
1 波维持阶段	1	2337	-751	1963	-1580	218	-394	4659

表 5b 极涡重建过程中波与波非线性相互作用各分量

单位: $10^{-9} \text{m}^2/\text{s}^3$

n	1*1	3*1	4*2	5*3	6*4	7*5	8*6	9*7	10*8
2	-2363	-470	56	473	-885	-104	90	171	21
n	2*1	3*2	4*3	5*4	6*5	7*6	8*7	9*8	10*9
1	3159	42	166	-526	1449	589	15	10	-52

加是在 1 波能量上传稍有增加的情况下, 主要是因为通过波的非线性相互作用从 2 波得到了大量能量。可见极涡重建主要因素是波与波的非线性相互作用, 其次是对流层能量上传的变化的影响。这与天气学事实一致。也与 Palmer 和 Hsu^[9] 的波与波非线性相互作用引起平流层爆发性冷却的研究相一致。

七、结 语

根据以上讨论, 可以得到以下初步结果。

1. 从极涡变化过程的天气学分析来看, 两大洋高压脊的发展对极涡分裂起主导作用, 而两大洋脊平移进入大陆并衰减导致 I 涡重建。

2. II 涡的建立、衰退过程主要因素是对流层 2 波能量上传的变化, 其次是波与波非线性相互作用的影响。而 I 涡的建立、衰退过程主要因素是波与波非线性相互作用, 其次是能量上传发生变化的影响。

3. 极涡分裂由 I 涡变成 II 涡完整的过程中, 主要因素也是对流层 2 波能量上传, 其次是波与波非线性相互作用的影响。由 II 涡变成 I 涡的重建过程中, 主要因素是波与波非线性相互作用, 其次是能量上传变化的影响。

由于资料限制, 以上研究中没有讨论有效位能向动能的转换以及地形、摩擦耗散的影响。

致谢: 本文得到仇永炎教授的关怀和指导, 特此致谢。

参 考 文 献

- [1] 炭原, 极地涡旋的统计分析, 气象, 1977年10期。
- [2] 赵福吉等, 隆冬极地涡旋的崩溃过程, 气象学报, 37卷4期, 1979。
- [3] 李崇银等, 偏心绕极涡旋的形成及其动力特征, 气象学报, 37卷2期, 1979。
- [4] Saltzman, B., Equations governing the energetics of the larger scale of atmospheric turbulence in the domain of wave number, *J. of Meteor.*, 14, 513—523, 1957.
- [5] Tsey, C. Y., and S. K. Kao, Linear and nonlinear contribution to the growth and decay of the large-scale atmospheric waves and its jet stream, *Tellus*, 30, 1—14, 1978.
- [6] 缪锦海等, 波数域能量方程的计算方法, 全国寒潮中期预报文集, 26—40, 北京大学出版社, 1984。
- [7] Hsu, C. P. F., A numerical study of the role of wave-wave interactions during sudden stratospheric warmings, *J. Atmos. Sci.*, 38, 189—214, 1981.
- [8] Lordi, N. J., Numerical simulation of stratospheric sudden warmings with a primitive equation spectral model, *J. Atmos. Sci.*, 37, 2746—2767, 1980.
- [9] Palmer, T. N., and C. P. F. Hsu, Stratospheric sudden coolings and the role of nonlinear wave interactions in preconditioning the circumpolar flow, *J. Atmos. Sci.*, 40, 909—928, 1983.

**THE MECHANISMS FOR THE BREAK-UP
AND REGENESIS OF A POLAR
VORTEX IN 100 HPA**

Zhang Peizhong

Miao Jinhai

*(Meteorological Institute Nei Monggol
Autonomous Region)*

*(Department of Geophysics,
Peking University)*

Abstract

For the break-up of the polar vortex in the 100 hPa, the main contribution is the upward transfer of the energy of wave number two from the troposphere and the second contribution is the nonlinear interactions between the waves. For the process of the regensis of the polar vortex, the main contribution is the nonlinear interaction between the waves, and the second contribution is the upward transfer of energy from the troposphere.