

# 考虑大尺度凝结加热的数值模拟试验

张杰英 杨梅玉 姜达雍

(气象科学研究院气候研究所)

## 提 要

本文在五层原始方程模式<sup>[1]</sup>绝热方案的基础上,加入了大尺度凝结加热率,并以一次黄河气旋天气过程为例,进行了48小时预报。将绝热方案的预报结果与考虑大尺度凝结加热的预报结果作了对比,表明:大尺度凝结加热对气旋的发展有促进作用,它使预报更接近实况。

本文在加热项的处理上,吸取了天气工作者的经验,将计算凝结项的条件作了修正,进行了一些尝试,最后取得了较为合理的结果。

## 一、引 言

非绝热加热率对于大尺度气旋发生和大气波动发展的影响,早有研究<sup>[2~4]</sup>。早在1961年杜斯(Döös)<sup>[3]</sup>提出在气旋发生过程中可将加热尺度作为一个因素,在一定的条件下,气压下降的最大幅度与加热尺度是成正比的。尼尔森(Wiin-Nielsen)等<sup>[4]</sup>1975年研究了加热对斜压大气波动的影响,他采用了一个简单的两层模式进行试验,指出在斜压不稳定情况下,加热将产生波动或使已有的波动加强。

一般地讲,完整的加热项的公式是非常复杂的,因为它是取决于许多因素综合作用的过程。本文在五层原始方程绝热方案的基础上,加入了大尺度凝结加热率。在技术性处理上,吸取了天气学工作者的经验,把计算凝结项的条件作了一些处理。同时,对一次黄河气旋发展过程进行48小时预报,并与绝热模式的预报结果作了对比。结果说明:考虑了水汽凝结加热作用后,改进了预报。

## 二、模式方程组

### 动量方程

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -m^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u}{m} u \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v}{m} u \right) \right] - \frac{\partial (u\omega)}{\partial p}$$

$$+ f^*v - m \frac{\partial \phi}{\partial x} + D_u + K \frac{\partial^2 u}{\partial p^2} + Fu \quad (1)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial v}{\partial t} = & -m^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u}{m} v \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v}{m} v \right) \right] - \frac{\partial(v\omega)}{\partial p} \\ & - f^*u - m \frac{\partial \phi}{\partial y} + D_v + K \frac{\partial^2 v}{\partial p^2} + Fv \end{aligned} \quad (2)$$

连续方程

$$m^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v}{m} \right) \right] + \frac{\partial \omega}{\partial p} = 0 \quad (3)$$

静力学方程

$$\frac{\partial \phi}{\partial p} = -\frac{RT}{p} \quad (4)$$

热力学能量方程——厚度方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial h}{\partial t} = & -m^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u}{m} h \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v}{m} h \right) \right] - \frac{\partial(h\omega)}{\partial p} \\ & - \frac{1}{p} \left[ h(1-K) - \frac{R\Delta PL}{c_p p} \delta F \right] \omega + D_T \end{aligned} \quad (5)$$

状态方程

$$p = \rho RT \quad (6)$$

下边界倾向方程

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi_4}{\partial t} = & -m^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u}{m} \phi_4 \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v}{m} \phi_4 \right) \right] \\ & + m^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u}{m} \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v}{m} \right) \right] \phi_4 - \omega_s \left( \frac{\partial \phi}{\partial p} \right)_4 \end{aligned} \quad (7)$$

水汽方程

$$\frac{\partial q}{\partial t} = -m^2 \left[ \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{u}{m} q \right) + \frac{\partial}{\partial y} \left( \frac{v}{m} q \right) \right] - \frac{\partial(q\omega)}{\partial p} + \frac{\omega}{p} \delta F + D_q \quad (8)$$

方程 (1) — (8) 就是本文所用模式的微分方程组。式中  $F_u$ ,  $F_v$  是摩擦项。其它所用符号与一般常见符号相同。

模式空间差分采用了非线性项动量、能量守恒的差分格式，引用的差分算子为：

$$\begin{aligned} L(S) = & m^2 \left\{ \left[ \bar{S}^x \left( \frac{\bar{u}}{m} \right)^x \right]_x + \left[ \bar{S}^y \left( \frac{\bar{v}}{m} \right)^y \right]_y \right\} \\ \bar{S}^x = & \frac{1}{2} \left[ S \left( x + \frac{\Delta x}{2} \right) + S \left( x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right] \\ S_x = & \frac{1}{\Delta x} \left[ S \left( x + \frac{\Delta x}{2} \right) - S \left( x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right] \end{aligned}$$

则模式差分方程组可写为：

$$u_t = -L(u) - (\omega \bar{u}^p)_p + v f^* - m \overline{\phi_x^p} + D_u + F_u \quad (9)$$

$$v_t = -L(v) - (\omega \bar{v}^p)_p - u f^* - m \overline{\phi_y^p} + D_v + F_v \quad (10)$$

$$m^2 \left[ \left( \frac{\bar{u}^x}{m} \right)_x + \left( \frac{\bar{v}^y}{m} \right)_y \right] + \omega_b = 0 \quad (11)$$

$$\phi_p = -\frac{RT}{P} \quad (12)$$

$$h_t = -L(h) - (\omega \bar{h}^p)_p - \frac{1}{p} \left[ h(1-K) - \frac{R \Delta p L}{c_p p} \delta F \right] \bar{\omega}^p + D_r \quad (13)$$

$$p = \rho RT \quad (14)$$

$$(\phi_4)_t = -L(\phi_4) + \phi_4 L(1) - \omega_s (\phi_p)_4 \quad (15)$$

$$q_t = -L(q) - (\omega \bar{q}^p)_p + \frac{\bar{\omega}^p}{p} \delta F + D_q \quad (16)$$

### 三、模式结构

#### 1. 垂直结构

如图 1 所示，模式大气由五个等压面来描述。垂直层次的间隔是不等距的，这样就增加了对流层中下层的资料讯息。在垂直差分方案中，我们首先采用了不等距权重垂直

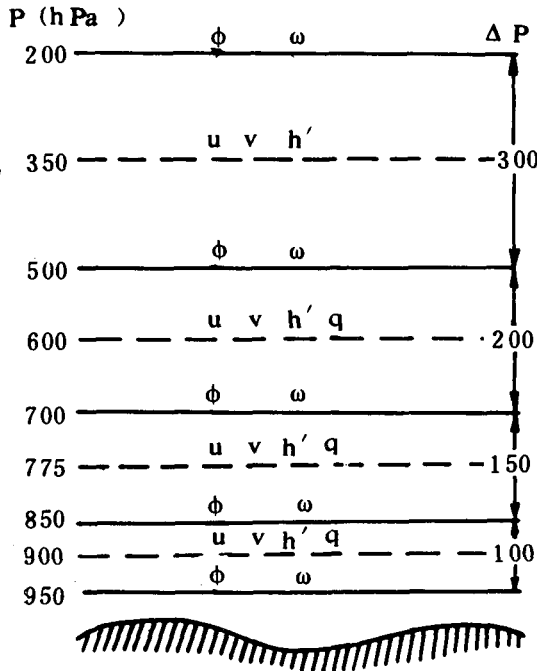


图 1 模式大气垂直结构

差分, 提高了计算精度和计算稳定性。

在模式大气的顶部,  $p = p_t$  (本模式中  $p_t = 200$  百帕),  $\omega_0 = 0$ ;

在模式大气的底部,  $p = p_s$  (本模式中  $p_s = 1000$  百帕), 下边界条件方程为 (15) 式。

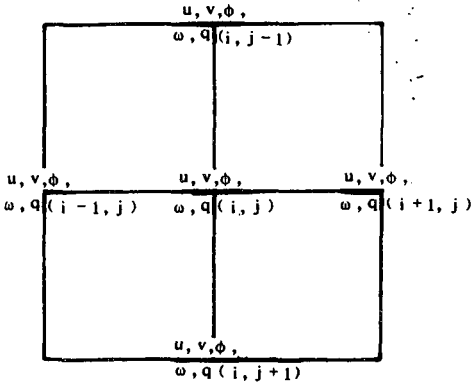


图 2 水平网格结构

2 所示。

## 2. 水平结构

水平积分是在极射赤道面投影的北半球地图上进行, 网格距离  $\Delta x = \Delta y = 381$  公里, 所取的范围是以北极为中心的  $49 \times 49$  个网格点的正方形区域。地图投影放大因子

$$m = \frac{1 + \sin 60^\circ}{1 + \sin \varphi}$$

式中  $\varphi$  表示网格点所在的纬度。方程中所有的变量都写在同一网格点上, 如图

## 四、初值处理和水平边界条件

模式的初值处理用地转风初值和求解平衡方程相结合的方案<sup>[5]</sup>。

模式的水平边界条件是, 在最外两圈所有网格点上, 物理量不随时间变化。

## 五、时间积分方案

每 6 小时为一积分周期, 第 1 小时采用欧拉后差, 后 5 小时采用中央差, 如此重复进行。这样, 既可以阻尼高频振荡, 又节省了计算时间, 使积分持续稳定地进行下去。

## 六、模式中的物理过程

模式中考考虑的物理过程, 参看文献<sup>[1]</sup>。为了突出大尺度凝结加热的作用, 本文只考虑了水平扩散 ( $D_u$ 、 $D_v$ 、 $D_T$ 、 $D_g$ )、垂直扩散 ( $K \frac{\partial^2 u}{\partial p^2}$ 、 $K \frac{\partial^2 v}{\partial p^2}$ ) 和大尺度水汽凝结加热率。这里, 着重介绍大尺度水汽凝结加热率的具体计算方案。凝结函数  $F$  的表达式为:

$$F = q_s T \left( \frac{LR - c_p R_w T}{c_p R_w T^2 + q_s L^2} \right)$$

式中  $q_s$  为饱和比湿,  $T$  为温度,  $L$  为凝结潜热,  $c_p$  为定压比容,  $R_w$  为水汽气体常数,  $R$  为干空气气体常数。  $\delta$  用来控制水汽是否凝结, 在文献<sup>[1]</sup>中,  $\delta$  定义如下:

对于上升运动 ( $\omega \leq 0$ ) 及  $q \geq q_s$  (过饱和或饱和),  $\delta = 1$ ; 对于下沉运动 ( $\omega > 0$ ) 或  $q < q_s$  (未饱和),  $\delta = 0$ 。

根据天气学工作者的经验, 当温度露点差小于某一数值时 (一般  $3 \sim 4^\circ\text{C}$ ), 即可出现水汽凝结现象。故本文对  $\delta$  的定义作了如下修改:

对于上升运动 ( $\omega \leq 0$ ) 及  $q \geq cq_s$  (出现凝结),  $\delta = 1$ ; 对于下沉运动 ( $\omega > 0$ ) 或  $q < cq_s$  (不出现凝结),  $\delta = 0$ 。式中  $c$  可取作 0.80、0.85、0.90 等进行试验。

当  $\delta = 1$ , 即有凝结发生时, 再将  $\delta F$  代入方程(13)式, 修正厚度值, 从而反映了凝结释放潜热后的反馈作用。本文的试验结果表明: 考虑大尺度稳定凝结过程之后, 预报效果有明显的改进。

## 七、个 例 分 析

初始资料是1979年6月23日20时(北京时)200、500、700、850、1000百帕等压面的高度场和500、700、850、1000百帕等压面的温度露点差。此例是黄河河套地区气旋东移加强的一次过程。

### 1. 对流层中层预报结果分析

首先, 根据500百帕等压面高度场的演变进行分析。在6月23日20时500百帕图(图3)上可以看到, 河套地区有一闭合低压, 槽线沿 $110^\circ\text{E}$ 南伸, 在低压槽以东, 是一个狭

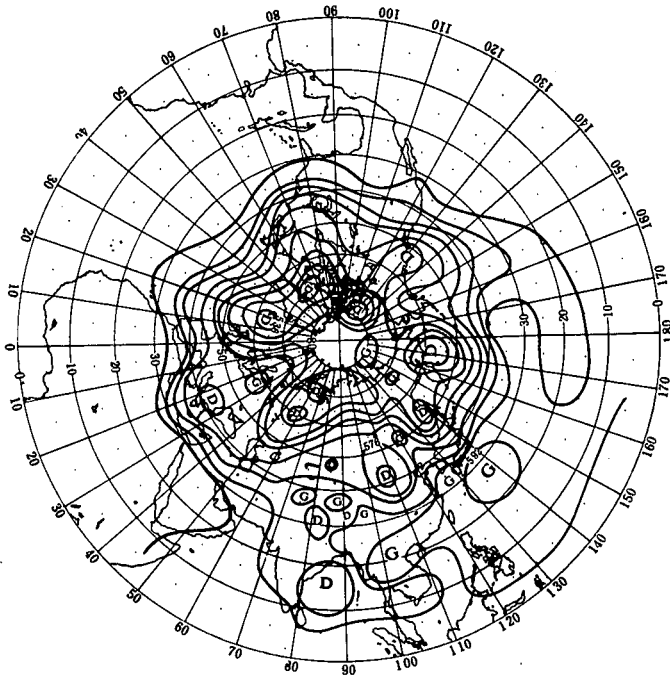


图 3 1979年6月23日20时  
500百帕等压面高度场(初始场)

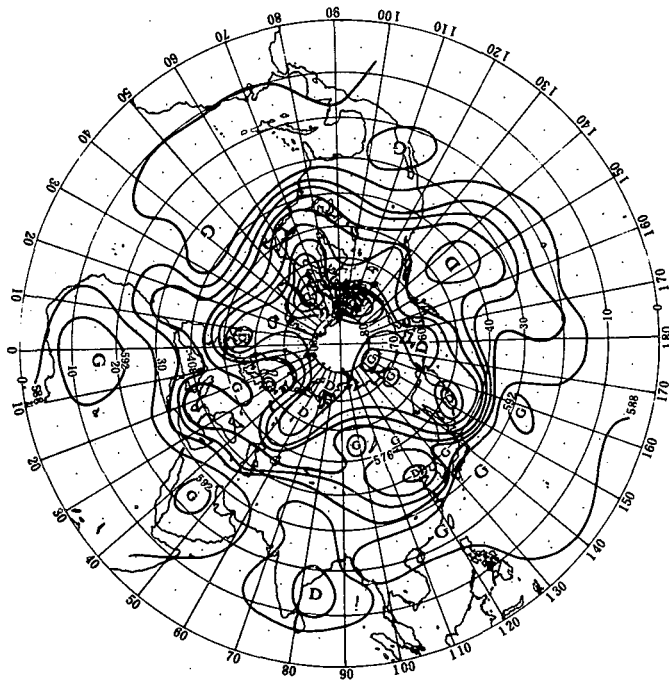


图 4 1979年 6月 24日 20时

500百帕等压面高度场(24小时实况)

长的高压脊。西伯利亚东北部和极地附近各有一闭合高压，苏联滨海地区和堪察加半岛以东各有一低压槽。阿拉斯加受高压脊控制，北太平洋中部是低压槽。北美大陆高纬度部分地区呈两槽一脊形势，东海岸的槽一直伸向中纬度。北大西洋中高纬度呈西脊东槽形势，冰岛有一闭合低压，北欧为阻塞高压，黑海以西是一切断低压，乌拉尔山到里海一带受低压槽控制。在低纬度，太平洋副热带高压伸到中南半岛，印度有一低压。

24小时以后(图4)，河套低压迅速移至渤海沿岸，其东部的狭长高压脊向南撤退，在贝加尔湖以西出现闭合小高压。极地高压维持，苏联滨海低压槽向东南移至库页岛的东南方，阿拉斯加高压脊减弱，北太平洋和北美的槽均加深少动，冰岛低压向东南移至英国北部，北欧阻塞高压缩小，黑海以西的切断低压减弱为低压槽。乌拉尔槽减弱并略向东移，印度低压维持不变

从四张(图5a、b、c、d)用不同方案的500百帕高度场24小时预报图可以看出，主要天气系统的移动均能预报出。当考虑水汽的大尺度凝结加热率后(图5b、c、d)，东亚槽和乌拉尔槽的移速更接近实况，特别当取 $c = 0.80$ 时，渤海沿岸有闭合的568位势什米等高线，与实况更为一致。在 $60^\circ\text{N}$ 附近有一闭合高压，与实况图上北欧的阻塞高压一致。当 $c = 0.90$ 和 $c = 0.85$ 时，北美的两个闭合低压与实况一致。由上可见，考虑水汽凝结后，改进了24小时的预报效果。

从48小时实况(图6)和预报(图7a、b、c、d)的对比可以看出，考虑大尺度凝结加热率后，当 $c = 0.80$ (图7d)时，渤海沿岸的闭合低压过强，与实况不符，且引起了低纬度地区计算不稳定；而当 $c = 0.90$ 时(图7b)，渤海沿岸的闭合低压强度与实况一致；当

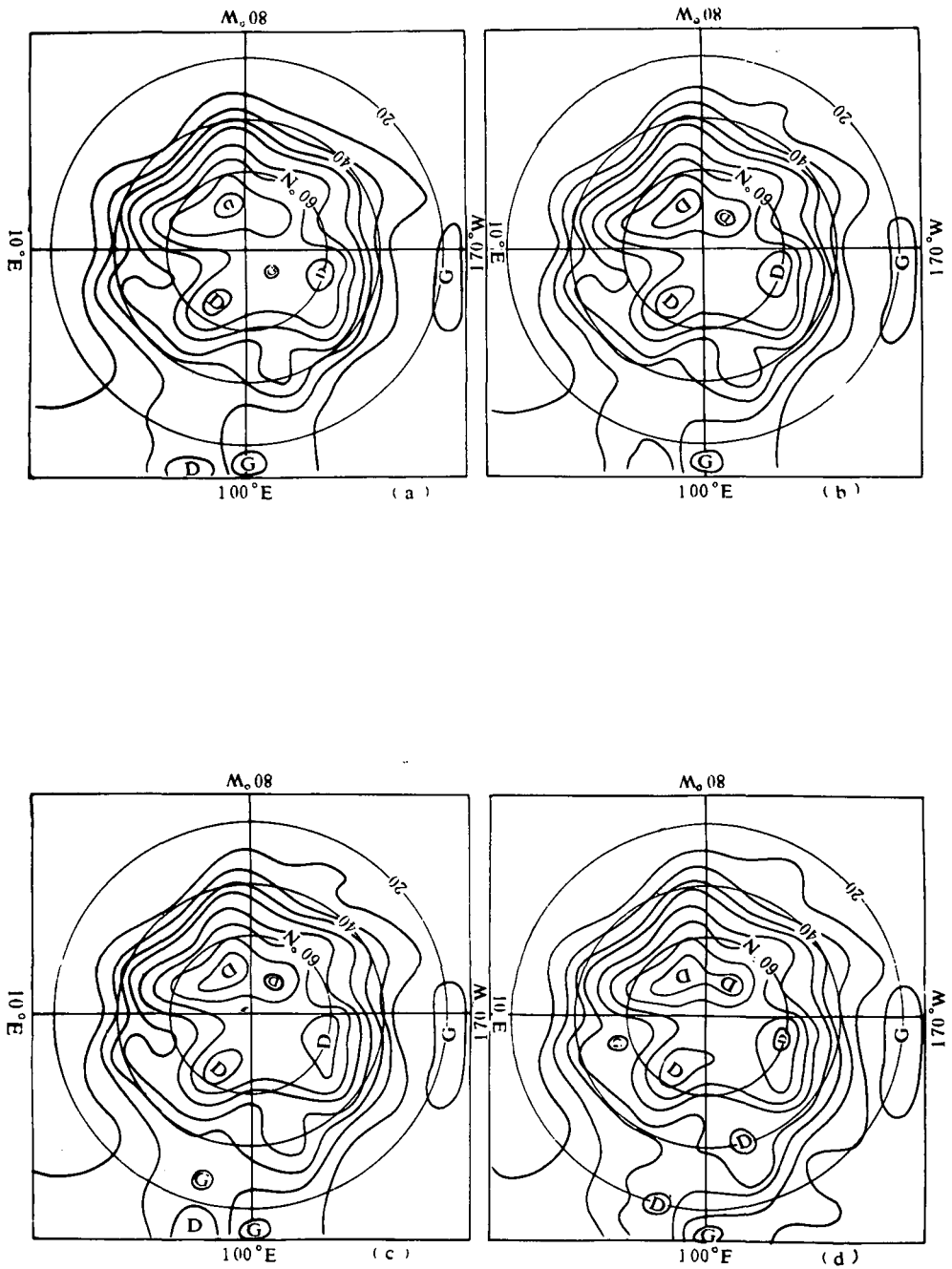


图 5 500 百帕高度场 24 小时预报图

- a. 不考虑水汽凝结      b. 考虑水汽凝结  $c = 0.90$   
 c.  $c = 0.85$               d.  $c = 0.80$

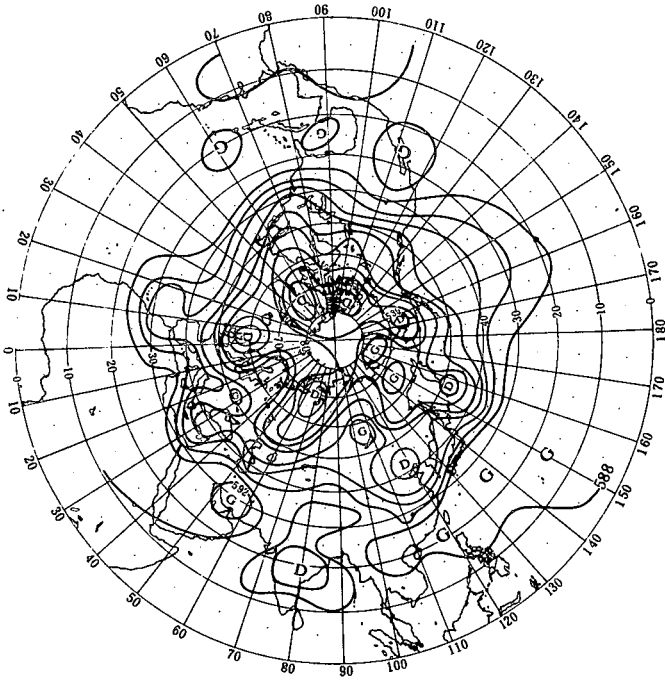


图 6 1979年 6 月 25 日 20 时  
500 百帕高度场 (48 小时实况)

$c = 0.85$  (图 7c) 时, 虽然没有 568 位势什米闭合线, 但其数值与实况较一致, 也不算过分失真。这说明: 如果  $c$  的数值选取不当, 也可能引起预报失败。从图 7b、c 还可以看出, 北欧脊、乌拉尔槽和北美低压的预报, 都比图 7(a) 更接近实况。因此, 考虑总的预报效果, 以  $c = 0.90$  和  $c = 0.85$  为宜。

## 2. 对流层低层预报结果分析

同例的地面图上, 6 月 23 日 20 时在河套有一低压中心, 闭合等值线为 1005 百帕; 24 小时后, 低压中心迅速移至渤海沿岸, 闭合等值线为 995 百帕; 48 小时以后 (6 月 25 日 20 时), 低压中心仍在渤海沿岸, 995 等值线的范围扩大。

在 850 百帕等压面图上, 6 月 23 日 08 时, 河套低压闭合等值线为 144 位势什米; 24 小时以后, 低压中心也移至渤海沿岸, 闭合等值线为 136 位势什米; 48 小时以后 (6 月 25 日 08 时), 低压中心仍在渤海沿岸少动, 136 位势什米闭合等值线范围扩大。

在 700 百帕等压面图上, 6 月 23 日 08 时, 河套低压闭合等值线为 304 位势什米; 24 小时以后, 低压中心同样移至渤海沿岸, 闭合等值线为 300 位势什米; 48 小时以后 (6 月 25 日 08 时), 低压中心维持少动, 低压继续加深, 闭合等值线降低为 296 位势什米。

上述分析可知, 在对流层低部, 黄河气旋在 24 小时以内迅速东移加强, 从 24 小时到 48 小时为少动加强的趋势。



从700百帕和850百帕的24小时变高预报值（图略）发现：考虑大尺度凝结加热作用后，在气旋加深的地方，正变高区缩小，负变高区扩大，平均变高值为负值（不考虑凝结加热作用时，平均变高值为正值），这显然有利于改进预报。

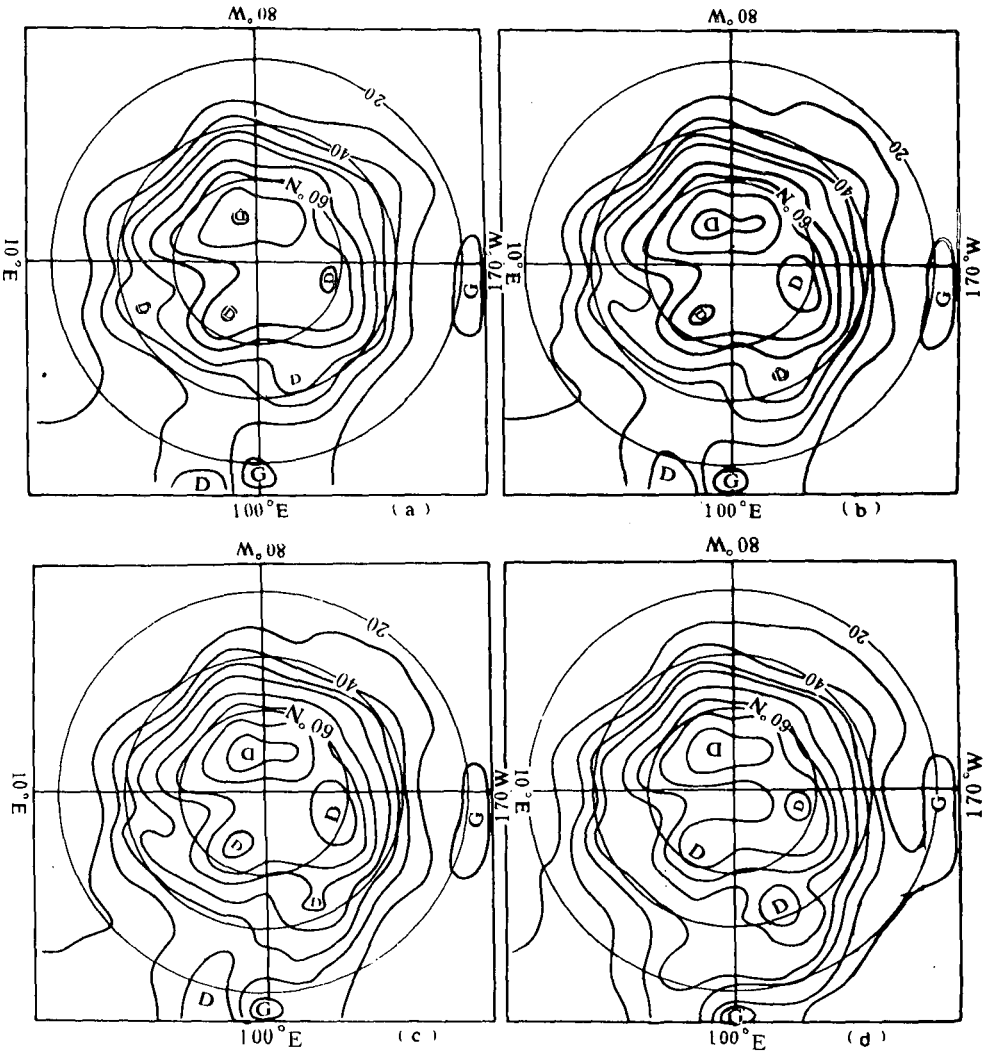


图 7 500 百帕高度场48小时预报图

- a. 不考虑水汽凝结
- b. 考虑水汽凝结  $c = 0.90$
- c.  $c = 0.85$
- d.  $c = 0.80$

## 八、结 束 语

本文设计了包括大尺度凝结加热率的数值模式，并对凝结条件进行了一些试验。根据个例分析可以看出，大尺度凝结加热对波动传播速度和强度均有影响。凝结条件的选择也直接影响预报效果。因此，在数值模式中，准确地设计水汽凝结项的计算，将有助于改进数值天气预报。

## 参 考 文 献

- [1] 姜达雍等，一个包括多种物理过程作用的原始方程数值模式，中期数值天气预报文集，气象出版社，137—159，1982。
- [2] 张杰英、姜达雍，大尺度加热和大气波动，宁夏气象，第2期，1—14，1981。
- [3] Döös, B. R., The scale of non-adiabatic heating as a factor in cyclogenesis, *Journal of Meteorology*, 18, 1—8, 1961.
- [4] A. W. Nielsen, On large-scale heating and atmospheric waves, Seminars on Scientific Foundation of Medium Range Weather Forecasts, part 1, ECMWF, 139—202, 1975.
- [5] 王诗文、张杰英，不同初值处理和边值情况下的预报试验，中期数值天气预报文集，气象出版社，44—57，1982。

# A NUMERICAL EXPERIMENT OF THE EFFECT OF LARGE SCALE HEATING OF CONDENSATION

Zhang Jieying Yang Meiyu Jiang Dayong  
(*Institute of Climatology, AMS*)

## Abstract

In this paper, the large scale heating of condensation is added into the adiabatic scheme of the five level primitive equation model. The 48-hour forecast for the cyclone development over the Yellow River has been obtained. By contrast with the prognostic charts of the adiabatic scheme, it is quite evident that the large scale heating of condensation reinforces the intensity of the cyclone and improves the prediction.

The conditions of the condensation are revised by considering the experience of synoptic meteorologists. We have tried a few cases and obtained eventually a satisfactory result.