

计算不稳定能量的新方法及其应用*

李 洪 勳

(空军气象研究所)

提 要

本文提出了一个计算不稳定能量 E 的新方法。这种方法与当前使用的计算方法间的主要不同点是它不需要完整的探空资料, 只需要各层的位势高度。因此, 今后根据等压面上的资料或数值预报产品就可以计算 E 了。这种方法给手工和计算机计算 E 带来许多方便, 对强对流天气和暴雨的预报是有用的。

一、引 言

大气中不同尺度的运动系统主要是由运动方程中不同类型的力决定的。对于强对流运动来说, 浮力是主要的。虽然雷暴系统发展有时可以从环境风场中得到一部分动能, 但是, 事实上不稳定能量释放是其发生发展所需能量的主要来源^[1]。在大气热力学中, 现行的计算不稳定能量的公式和方法已有 50 多年的历史了, 是早已定型的内容。绝热上升的气块经过气压 p_1 — p_2 气层增加的能量即不稳定能量 $E_{p_1}^{p_2}$,

$$E_{p_1}^{p_2} = -R_d \int_{p_1}^{p_2} (T_{vi} - T_{ve}) d \ln p$$

式中 R_d 为干空气的气体常数; T_{vi} , T_{ve} 分别为气块内部和环境空气的虚温。 T_{ve} 是根据探空报告中标准层和特性层上的气压、温度、露点算得的, 也就是按(1)式计算不稳定能量需要完整的探空曲线。早年, 气象学者为了计算 E 设计了各种能量图解。在这类图解上, 单位面积代表一定的能量。温度对数压力图解就是其中一种。在图解上, 用面积法计算 E 是相当烦琐的。长期来, 人们在实际工作中很少计算 E 而经常使用稳定度指数。然而, 这些指数, 就以当今广为使用的沙瓦特指数 S 为例, 它只反映绝热上升的气块与 500 毫巴环境空气的温度差别, 与 E 相比, 是线与面的关系, 自然代表性要差。我们用 1969—1978 年 7, 8 月共 620 天 08 时北京探空资料计算了 E 和多种稳定度因子, 比较了它们区分有无雷暴的效果。考虑到雷暴漏报率取得不同, 统计出的结果会有些差别, 为此, 我们随机地取出漏报率为 $\frac{1}{5}$, 统计了这种情况下各因子区分当日 12—21 时间有无雷暴的准确率。试验结果列在表 1 中。在表中, C 为斯拉威指数^[2]; A 为 A 指数^[3]; K 为 K 指数; KYI 为山崎指数^[4]; $\Delta\theta_{se}^{500}$ 、 $\Delta\theta_{se,max}$ 分别为地面与 500 毫巴 θ_{se} 之差和探空

* 本文于 1983 年 4 月 18 日收到, 1984 年 2 月 18 日收到修改稿。

表 1 几种稳定度因子的试验结果

因子名称	C	A	$\Delta\theta_{\dots}$	K	$\Delta\theta_{\dots}^{500}$	S	KYI	E_{180}^{500}
临界值	-0.4°C	-14.8°C	13.7°C	27.0°C	9.3°C	-3.3°C	-0.4	267焦耳/千克
报对次数	250	272	292	316	328	328	352	388
准确率(%)	40	44	47	51	53	53	57	62

曲线上 θ_{\dots} 最大值与最小值之差; E_{180}^{500} 为自地面绝热上升的气块过 850—500 毫巴气层释放的不稳定能量。由表可见, E_{180}^{500} 的效果明显优于一些常用的稳定度因子。最近, 有人计算了含动力因子在内的百余个因子与雷暴的相关系数, 其中不稳定能量的相关系数最高^[5]。这与上面的分析是完全一致的。

雷暴的发生、发展与不稳定能量关系密切。但是, 在国内外的强对流、暴雨天气的分析预报中, 人们却一直很少定量地计算它, 而通常只作些定性的分析。这与按(1)式计算 E 有许多不便有关。因此, 研究适合业务工作中使用的计算 E 的公式和方法是强对流、暴雨天气预报中需要解决的一个实际问题。不久前, 我们提出了计算不稳定能量的一种新方法^[6], 此后, 在此基础上我们对业务工作中分析计算 E 的方法又作了进一步研究, 并研究了这些方法的应用。这里, 我们对这一工作的一些结果初步作一概述。

二、计算不稳定能量的一些新方法

1. 计算不稳定能量的位势厚度差方法

采用(1)式计算 E 有些不便, 于是, 将该式改写为

$$E_{p_1}^{p_2} = g_0 \left(-\frac{R_d}{g_0} \int_{p_1}^{p_2} T_{v_i} d \ln p - \Delta H_{v_i}^{p_1} \right) \quad (2)$$

式中 $g_0 = 9.80665$ 焦耳·千克⁻¹·位势米⁻¹; 而

$$\Delta H_{v_i}^{p_1} = -\frac{R_d}{g_0} \int_{p_1}^{p_2} T_{v_e} d \ln p = H_{p_2} - H_{p_1}$$

即为 p_1-p_2 气层的厚度, 可由探空报告中 p_2, p_1 的位势高度 H_{p_2}, H_{p_1} 之差求得, 在手算中, (2)式可写作下面形式,

$$E_{p_1}^{p_2} = g_0 (\Delta H_{v_i}^{p_1} - \Delta H_{v_e}^{p_1}) \quad (2')$$

式中,

$$\Delta H_{v_i}^{p_1} = -\frac{R_d}{g_0} \int_{p_1}^{p_2} T_{v_i} d \ln p \quad (3)$$

$\Delta H_{v_i}^{p_1}$ 是假定空气柱中的虚温分布与绝热上升的气块的虚温随高度变化相同时, 这一“绝热气柱”在 p_1-p_2 间应有的位势厚度。我们称之为绝热位势厚度。(2)、(2') 式是把不稳定能量看作为 p_1-p_2 间“绝热气柱”与实际气柱的位势厚度差。其物理意义是在重力场中当气柱底的高度相同时, 两气柱顶处单位质量空气的位能之差。我们把用(2)、(2') 式计算不稳定能量的方法叫作位势厚度差方法。应用这种方法计算 E , 并不需要完整的探空曲线。

为了手工计算方便,需要给出确定 $\Delta H_{s,p_1}^{p_2}$ 值的简便方法。在(3)式中, $T_{vi}=T_i+\Delta T_{vi}$ 。其中 T_i 为气块绝热上升过程中的绝对温度。当气块饱和时,可由下面假绝热方程确定,

$$\ln(273+t) - \frac{R_d}{c_{pd}} \ln(p - E_w) + \frac{Lw}{c_{pd}(273+t)} = \text{Const} \quad (4)$$

式中 c_{pd} 为干空气的定压比热; E_w, L 分别为水面上的饱和水汽压和水汽的相变潜热,它们是气块的温度 $t(^{\circ}\text{C})$ 的函数; w 为气块的混合比。虚温订正值 ΔT_{vi} 则如下式给出,

$$\Delta T_{vi} = 0.378 \frac{E_w}{p} (273+t) \quad (5)$$

这样当给定 p_1 层次上的初始温度 t_0 时,可由(4)式间隔10毫巴逐层向上求出 t ,并经过(5)式进行虚温订正后,代入(3)式作数值积分就得出 $\Delta H_{s,p_1}^{p_2}$ 值。为了便于广大台站手工计算使用,我们制作了 $\Delta H_{s,p_1}^{p_2}$ 值查算表。后面附表只给出了 $p_1=850$ 毫巴、 $p_2=500$ 毫巴和400毫巴两种常用情况。

需要指出,上述 $\Delta H_{s,p_1}^{p_2}$ 查算表是按湿绝热过程计算的。 t_0 应为饱和湿空气在 p_1 层次上的温度。当使用 $\Delta H_{s,p_1}^{p_2}$ 表查算时,不能用空气起始状态的温度直接查算,而应首先求出其在 p_1 层次上的 t_0 值^[6]。比如,手工计算自地面绝热上升的空气过850—500毫巴气层释放的不稳定能量时,首先,根据地面空气的气压、温度、露点在图解上求出凝结高度,然后,确定过凝结高度的湿绝热线与850毫巴交点的温度,这一温度值即为 t_0 。最后,再根据 t_0 在附表中查出相应的 $\Delta H_{s,p_1}^{p_2}$ 值,由(2')式就可方便地算出 E 值来。

为了使用方便,在(2')式中,令 $\delta(\Delta H)_{p_1}^{p_2} = \Delta H_{s,p_1}^{p_2} - \Delta H_{d,p_1}^{p_2}$,称之为 $\delta(\Delta H)$ 指标。 $\delta(\Delta H)$ 指标与 E 仅差一比例系数 g_0 ,因此,实际工作中直接分析计算 $\delta(\Delta H)$ 值会更方便些。

应用(2)、(2')式计算 E 的可靠性如何?为此我们用北京1969—1978年7,8月共620次探空资料作了实际检验。按照(1)式用计算机严格地计算了每次的 E 值,记作 E_c ;根据(2')式手算了相应的 E 值,记作 E_i 。我们计算了它们的相关系数, $r_{E_c, E_i} = 0.98496$ 。由此可见,计算不稳定能量的位势厚度差方法是可信的。

2. 分析不稳定能量水平分布的 E_H 图

分析表明,强对流天气的发生发展不仅与当地 E 的大小有关,而且还与其在水平方向的分布有关。由于高空观测网中测站间的距离多在320公里以上,这样,根据各探空站计算出 E 再分析其水平分布对于研究中尺度系统的演变就显得不足。因此,需要研究较为可行的分析 E 的水平分布的方法。

将(4)式左端改写成下面形式

$$\theta_{se} = (273+t) \left(\frac{1000}{p - E_w} \right)^{\frac{R_d}{c_{pd}}} e^{\frac{Lw}{c_{pd}(273+t)}} \quad (6)$$

可见,对于绝热上升的饱和湿空气假相当位温 θ_{se} 是保守的。对于绝热上升的未饱和湿空气,在达到凝结高度前温度是按等位温过程、露点是按等比湿过程变化的。由此可以导出下面的凝结高度上的温度 t_c 、气压 p_c 的计算公式^[7],

$$t_c = t - \frac{t - t_d}{r_d - 8.33 \times 10^{-4} \frac{(237.3 + t_d)^2 r_d}{273 + t_d}} \quad (7)$$

$$p_c = p \left(\frac{273 + t_c}{273 + t} \right)^{\frac{c_p d}{R_d}} \quad (8)$$

式中, p, t, t_c 分别为上升空气起始状态的气压、温度、露点; $\tau_d = 0.976^\circ\text{C}/100$ 米为干绝热递减率。将 p_c, t_c 代入(6)式, 即可得出起始状态为 p, t, t_c 的未饱和湿空气的 $\theta_{s.}$ 值。可见, 对于绝热上升的未饱和湿空气 $\theta_{s.}$ 也是保守的。因此, 当 p_1, p_2 一定时, $\Delta H_{s.}^{p_1}$ 只是 $\theta_{s.}$ 的函数。于是, 有

$$\delta(\Delta H)_{p_1}^{p_2} = \Delta H_{s.}^{p_2}(\theta_{s.}) - \Delta H_{s.}^{p_1} \quad (9)$$

由于总温度 T_σ [8] 在干、湿绝热过程中是准保守的, 因此, 相应亦有

$$\delta(\Delta H)_{p_1}^{p_2} = \Delta H_{s.}^{p_2}(T_\sigma) - \Delta H_{s.}^{p_1} \quad (10)$$

根据(9)或(10)式, 我们把 $\Delta H_{s.}^{p_2}(\theta_{s.})$ (或 $\Delta H_{s.}^{p_2}(T_\sigma)$) 和 $\Delta H_{s.}^{p_1}$ 水平分布的两组等值线分析在同一张图上, 用图解减法就可以得出 E 的水平分布图—— E_H 图。为了分析 $\Delta H_{s.}^{p_2}$, 我们制作了 $\Delta H_{s.}^{p_2} - \theta_{s.}$ 和 $\Delta H_{s.}^{p_2} - T_\sigma$ 查算表 [9]。在表中 $\Delta H_{s.}^{p_2}$ 的间隔为 10 或 20 位势米, 是相等的。由于随着饱和湿空气温度的增加, $\theta_{s.}$ 增加要快于 $\Delta H_{s.}^{p_2}$, 即 $\frac{d^2 \Delta H_{s.}^{p_2}}{d\theta_{s.}^2} < 0$, 所以, 在查算表中对应相同的 $\Delta H_{s.}^{p_2}$ 间隔, $\theta_{s.}$ 的改变量是不同的。即随着 $\theta_{s.}$ 增大, 表中 $\theta_{s.}$ 的间隔也增大。当前, 一些台站在业务工作中已在分析 $T_\sigma, \Delta H_{s.}^{p_2}$ 图, 因此, 只要把它们放在一起, 进行适当的分析, 就可以得出 E 的水平分布来。

在分析 E_H 图时, $\theta_{s.}$ (或 T_σ) 与 $\Delta H_{s.}^{p_2}$ 可以分别进行。它们有时可以根据常规的高空图和地面图分析, 有时可以根据常规的高空图和包括县站、航空站在内的加密地面小图分析, 也可以取自数值预报产品。如此, 根据不同需要就可以分析出不同的 E_H 图来。在 E_H 图上, 厚度场的槽脊活动是比较有规律的, $\theta_{s.}, T_\sigma$ 场的短时变化实际工作中已积累了不少经验, 因此, 在 E_H 图上不仅能看到 E 的水平分布, 而且还可以判断短时间内 E 的变化。

3. 利用气候资料计算不稳定能量时间平均值的方法

强对流天气出现前, 地面常常增温、增湿、减压, 上空则多有高空槽逼近、深厚气层内出现降温。由(6)式可见, 上述地面温湿压变化的结果使 $\theta_{s.}$ 增加, $\Delta H_{s.}^{p_2}$ 也增加; 而深厚气层内变冷, 会使 $\Delta H_{s.}^{p_1}$ 减小。其结果表现为 E 随时间增加。因此, 分析 E 的时间演变曲线对预报强对流天气是有益的。为了了解其反常变化程度, 常常需要分析距平情况, 需要计算 E 的时间平均值。一般来说, 完成这一计算, 工作量是大的。为了解决这一问题, 这里提供一种计算 E 的时间平均值的简便方法。

设资料的样本数为 n , 依次为 $1, 2, \dots, i, \dots, n$ 。对(9)式取平均,

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \delta(\Delta H)_{p_1}^{p_2} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{s.}^{p_2}(\theta_{s.,i}) - \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{s.}^{p_1} \quad (11)$$

上式中, 左端记作 $\overline{\delta(\Delta H)_{p_1}^{p_2}}$, 即为所求的以位势米为单位的不稳定能量的平均值; 右端第二项是 $p_1 - p_2$ 等压面间的厚度平均值, 记作 $\overline{\Delta H_{s.}^{p_1}}$ 。在高空气候资料中有各标准层上的高度平均值, 利用这些资料可以方便地算出候、旬、月的 $\overline{\Delta H_{s.}^{p_1}}$ 来。

(11)式中右端第一项受多种因素影响, 需要作些分析。在 p_1, p_2 一定时, $\Delta H_{s.}^{p_2}$ 是 $\theta_{s.}$ 的函数, 而 $\theta_{s.}$ 又决定于绝热上升空气的气压 p 、温度 t 、露点 t_c 。于是写作,

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e i}) = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e}(p_i, t_i, t_{d i}))$$

将 $\Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e}(p_i, t_i, t_{d i}))$ 在 $\theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)$ 点作泰勒展开

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e i}) &= \Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)) + \frac{d\Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d))}{n d\theta_{s e}} \\ &\quad \sum_{i=1}^n [\theta_{s e}(p_i, t_i, t_{d i}) - \theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)] + \dots + \\ &\quad + \frac{d^m \Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d))}{n m! d\theta_{s e}^m} \sum_{i=1}^n [\theta_{s e}(p_i, t_i, t_{d i}) - \theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)]^m + \dots \quad (12) \end{aligned}$$

再将 $\theta_{s e}(p_i, t_i, t_{d i})$ 在 $\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d$ 点也展成泰勒级数, 即

$$\begin{aligned} \theta_{s e}(p_i, t_i, t_{d i}) &= \theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d) + \left[(p_i - \bar{p}) \frac{\partial}{\partial p} + (t_i - \bar{t}) \frac{\partial}{\partial t} + (t_{d i} - \bar{t}_d) \frac{\partial}{\partial t_d} \right] \\ &\quad \theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d) + \dots + \frac{1}{m!} \left[(p_i - \bar{p}) \frac{\partial}{\partial p} + (t_i - \bar{t}) \frac{\partial}{\partial t} + (t_{d i} - \bar{t}_d) \frac{\partial}{\partial t_d} \right]^m \theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d) + \dots \quad (13) \end{aligned}$$

在(12)、(13)式中,

$$\bar{p} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n p_i, \quad \bar{t} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_i, \quad \bar{t}_d = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n t_{d i}$$

分析计算表明, 上面两个级数收敛很快。我们将(13)式取二级近似代入(12)式, (12)式右端也取3项, 展开后, 含交叉求导的二阶偏导数项经过 n 次求和数值很小。 $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial p^2}$ 、 $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial t^2}$ 、 $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial t_d^2}$ 可由(6)式将 $\theta_{s e}$ 对参变量 p_c, t_c ((6)式中 p, t 这里即为凝结高度上的气压、温度)求导数, 然后, 再由(7)、(8)式将 p_c, t_c 分别对 p, t, t_d 求导数得出。由(7)、(8)式可见, p 与 p_c, t 与 t_c 为线性关系, t_d 与 p_c, t_c 的关系为非线性的。计算表明 $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial p^2}$ 、 $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial t^2}$ 要比 $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial t_d^2}$ 小得多。例如, 当 $\bar{p} = 1000$ 毫巴, $\bar{t} = 25^\circ\text{C}$, $\bar{t}_d = 17^\circ\text{C}$ 时, $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial p^2} = 0.0002$; $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial t^2} = -0.0023$; $\frac{\partial^2 \theta_{s e}}{\partial t_d^2} = 0.1281$ 。于是, 简化后, 可以得出下面的近似关系,

$$\begin{aligned} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e i}) &\doteq \Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)) + \frac{d\Delta H_{s p_1}^{p_2}(\theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d))}{2 d\theta_{s e}} \frac{\partial^2 \theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)}{\partial t_d^2} \\ &\quad \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (t_{d i} - \bar{t}_d)^2 \end{aligned}$$

参照北京 5—9 月旬的 $\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d$, 经过计算, 可以得出,

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{s 850}^{500}(\theta_{s e i}) - \Delta H_{s 850}^{500}(\theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)) < 5 \quad (14)$$

$$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{s 850}^{400}(\theta_{s e i}) - \Delta H_{s 850}^{400}(\theta_{s e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)) < 8 \quad (15)$$

我们用北京 1969—1978 年 7, 8 月资料作了实际计算, 结果列在表 2 中。由表可见, 两者之差在 (14) 式的范围之内。6 旬的平均值为 1.5 位势米。这一数值可供实际工作中用

表 2 $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{.850}^{.500}(\theta_{.e,i})$ 与 $\Delta H_{.850}^{.500}(\theta_{.e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d))$ 值之对比

	七 月			八 月		
	上 旬	中 旬	下 旬	上 旬	中 旬	下 旬
$\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{.850}^{.500}(\theta_{.e,i})$	4343	4368	4386	4371	4344	4313
$\Delta H_{.850}^{.500}(\theta_{.e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d))$	4340	4367	4386	4370	4342	4311
两者之差	3	1	0	1	2	2

$\Delta H_{.850}^{.500}(\theta_{.e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d))$ 代替 $\frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{.850}^{.500}(\theta_{.e,i})$ 进行计算时参考。考虑到这一差别较小,

在预报业务中, (11) 式也可改写为下面近似形式,

$$\overline{\delta(\Delta H)_{p_1}^{t_1}} \doteq \Delta H_{.p_1}^{.t_1}(\theta_{.e}(\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d)) - \overline{\Delta H_{p_1}^{t_1}} \quad (16)$$

式中 $\bar{p}, \bar{t}, \bar{t}_d$ 和 $\overline{\Delta H_{p_1}^{t_1}}$ 可以直接取自本站气候资料, 或者根据一些资料经过简单统计得出^[10]。根据 (16) 式, 用位势厚度差方法就可手算出不稳定能量时间平均值来。

当需要较为精确的 $\overline{\delta(\Delta H)_{p_1}^{t_1}}$ 时, 可以在 (16) 式计算结果的基础上参考表 2 作些订正, 也可以按下式直接计算,

$$\overline{\delta(\Delta H)_{p_1}^{t_1}} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n \Delta H_{.p_1}^{.t_1}(\theta_{.e,i}) - \overline{\Delta H_{p_1}^{t_1}} \quad (17)$$

(17) 式是准确表达式。利用该式计算时, 需算出 n 个 $\Delta H_{.p_1}^{.t_1}$ 值。即使这样, 也比按 (1) 式计算再取平均方便得多。

三、新方法的应用

几年来, 我们在武汉、北京应用上述计算不稳定能量的新方法于强对流天气分析预报中, 得到了一些有益的结果。考虑到我国幅原辽阔, 强对流、暴雨天气地方性特点显著, 这里不涉及使用这些方法在分析预报中得到的具体结果, 只将使用过程中看到的它给实际工作带来的方便作些概述。

1. 应用 (1) 式在图解上手工计算 E , 一般 1 次需 45 分钟左右。应用 (2') 式计算 E 所需时间可减少到 1 分钟左右, 使业务工作中手工计算 E 成为可行。

2. 在我国, 08 时探空报的标准层部分一般在 9 时 10 分开始广播, 特性层在 10 时 40 分广播。因此, 按 (1) 式计算 E , 要等到 11 时左右才能开始, 影响了使用时效。现在, 应用 (2)、(2') 式计算, 由于不需要特性层资料, 计算工作可提前 1.5 小时开始。

3. 我国许多气象台、站, 自己不作探空观测。根据周围的探空资料又难以内插出本站的层结曲线, 因此, 根据 (1) 式是不能计算本站 E 的。有了上述方法后, 使用本站的地面观测资料和内插出的厚度 $\Delta H_{p_1}^{t_1}$, 则可以方便地算出本站 E 来。

4. 在气象观测中, 高空站网是为分析天气尺度系统建立的, 用其分析中尺度系统常常感到不足。在我国一些地区, 地面观测站稠密, 利用上述方法, 通过分析地面 θ_e 场和上空厚度场, 就可以近似地给出这些地区接近中尺度的 E 的分布来。有人分析强对流天气过程中 E 、地面散度场与雷达回波演变的关系后指出^[11], 当雷暴云回波前的辐合线与达到一定强度的 E 的大值区重合时, 回波将强烈发展; 当辐合线脱离 E 的大值区时, 回波将迅速减弱, 等等。当前, 0—6 小时短时预报主要使用线性外推法, 上述分析对于判断雷暴天气的短时非线性变化, 补充外推法的不足是有益的。

5. 近几年来, 能量天气分析方法在我国暴雨、强对流天气预报中广为使用, 并取得了成效。这种分析方法分析的项目很多, E 就是其中一种。其大小是通过过程曲线与饱和总温度曲线间的面积判定, 尚无定量的计算方法。现在, 根据(10)式可以定量地给出 E 值来。

6. 在强对流天气预报中, 分析要素时间演变的九线图一类方法仍在广泛使用。这么多条线的变化如何综合反映是个实际问题。为此, 人们根据各条曲线的不同变化概括出了不少模式。由前所述, 分析 E 的演变, 在某种意义上讲可以达到上述综合的目的。我们在分析北京、福州、孝感等地的一些强冰雹个例中看到, 对于傍晚前后出现的冰雹, 在 E 的时间演变曲线上, 当天上午前征已比较明显。由此可见, 分析 E 的演变可以作为预报员特别是县站预报员分析预报强对流天气一种方法。

7. 数值预报产品已通过 MOS 方法用于强对流天气预报中。然而, 数值预报结果能否直接用于这类天气的分析中呢? 我们作了初步尝试。如, 1982 年 6 月 17 日华北平原出现了一次强雷暴过程。我们利用预报的 20 时高度结果和 11 时地面观测资料分析了 E 的水平分布。结果表明, 这种分析对于判断傍晚的强雷暴活动有一定作用。

8. 有些简单的积云模式的计算结果表明, 对于预报强对流天气来说是有一定参考作用的。但是, 或因计算量大, 或因缺乏探空资料, 业务工作中还很少使用。其中, 有的模式^[12,13]是在计算 E 的基础上考虑其他一些影响得到的。因此, 上述计算 E 的新方法为实际工作中使用这类模式带来了方便。我们采用这种方法, 提出了预报雷暴云的低空卷挟模式的手算方案^[14]。

以上种种, 这里不可能详述。所提 8 点有用之处, 参照(2)、(2')、(9)、(10)、(16) 和 (17)式是容易理解的。

四、结 语

我们根据大气热力学、静力学的基本原理, 把现行的计算 E 的(1)式加以变换, 提出了计算 E 的位势厚度差方法。在此基础上, 我们又提出了分析 E 的水平分布和计算 E 的时间平均值两种方法。经过实际检验, 方法可信。试验研究表明, E 是预报强对流天气的一个有效因子。这与预报员的经验也是一致的。上述新方法解决了当前业务工作中计算 E 的一些不便, 使预报工作中使用 E 变成方便可行。因此, 这些方法对分析预报雷暴、冰雹、暴雨的实际工作会是有益的。当然, 这些天气的发生发展是受多种因素影响的。不稳定能量的大小、分布只是其中重要的一种。若提高预报准确率还需在影响天气产生的动力条件方面深入分析研究。

附表 ΔH_{θ} 值查算表

θ_0	$\Delta H_{\theta_0}^{100}$	$\Delta H_{\theta_0}^{400}$	θ_0	$\Delta H_{\theta_0}^{500}$	$\Delta H_{\theta_0}^{400}$	θ_0	$\Delta H_{\theta_0}^{500}$	$\Delta H_{\theta_0}^{400}$
5.0	4125	5719	11.8	4265	5933	18.6	4408	6154
5.2	4129	5725	12.0	4269	5940	18.8	4412	6160
5.4	4133	5731	12.2	4273	5946	19.0	4416	6167
5.6	4137	5738	12.4	4277	5953	19.2	4420	6173
5.8	4141	5744	12.6	4281	5959	19.4	4425	6180
6.0	4145	5750	12.8	4286	5966	19.6	4429	6186
6.2	4149	5756	13.0	4290	5972	19.8	4433	6193
6.4	4153	5762	13.2	4294	5979	20.0	4437	6199
6.6	4157	5769	13.4	4298	5985	20.2	4442	6206
6.8	4162	5775	13.6	4302	5992	20.4	4446	6212
7.0	4166	5781	13.8	4306	5998	20.6	4450	6219
7.2	4170	5787	14.0	4311	6005	20.8	4454	6225
7.4	4174	5793	14.2	4315	6011	21.0	4459	6232
7.6	4178	5800	14.4	4319	6017	21.2	4463	6238
7.8	4182	5806	14.6	4323	6024	21.4	4467	6245
8.0	4186	5812	14.8	4327	6030	21.6	4471	6251
8.2	4190	5819	15.0	4331	6037	21.8	4476	6258
8.4	4194	5825	15.2	4336	6043	22.0	4480	6264
8.6	4198	5831	15.4	4340	6050	22.2	4484	6271
8.8	4203	5838	15.6	4344	6056	22.4	4489	6277
9.0	4207	5844	15.8	4348	6063	22.6	4493	6284
9.2	4211	5850	16.0	4353	6069	22.8	4497	6290
9.4	4215	5857	16.2	4357	6076	23.0	4501	6297
9.6	4219	5863	16.4	4361	6082	23.2	4506	6304
9.8	4223	5869	16.6	4365	6089	23.4	4510	6310
10.0	4227	5876	16.8	4370	6095	23.6	4514	6317
10.2	4231	5882	17.0	4374	6102	23.8	4519	6323
10.4	4236	5889	17.2	4378	6108	24.0	4523	6330
10.6	4240	5895	17.4	4382	6115	24.2	4527	6336
10.8	4244	5901	17.6	4386	6121	24.4	4532	6343
11.0	4248	5908	17.8	4391	6128	24.6	4536	6349
11.2	4252	5914	18.0	4395	6134	24.8	4540	6356
11.4	4256	5920	18.2	4399	6141	25.0	4545	6362
11.6	4261	5927	18.4	4403	6147			

参 考 文 献

- [1] 巢纪平、周晓平, 积云动力学, 科学出版社, 1965。
 [2] 梁必骥等, 天气学, 中央气象局科技处组织出版, 1980。
 [3] Фатеев, А. В., Об использовании некоторых индексов для прогноза гроз, Мет. и Гид. No. 2, 1968。
 [4] 山崎孝治, 对流3条件と K. Y. Index——大雨予想の一方法, 研究時報, 27, 347—352, 1975。
 [5] 戴淑芬, 何於班, 北京雷暴预报方程(油印本), 1980。
 [6] 李洪勋, 计算不稳定能量的一种新方法, 北方天气文集, 3, 1982。
 [7] 正野重方, 动力气象学, 科学出版社, 1960。
 [8] 雷雨顺、吴正华, 静力稳定度的能量分析, 气象学报, 38(4), 1980。
 [9] 李洪勋, 分析不稳定能量水平分布的一种方法, 气象, 1982, 9。

- [10] 中央气象局, 中国地面气象记录月报, 中国高空气象记录月报。
[11] 杨济华, 一次强雷暴过程中的不稳定能量分析, 1983(尚未发表)。
[12] Chisholm, A. J., Alberta hailstorms, AMS, 1973.
[13] Atkinson, B. w., Meso-scale atmospheric circulations, 371—374, Academic press, 1981.
[14] 李洪勳, 预报雷暴云的低空卷挟模式, 强对流天气会议文集 160—167. 气象出版社, 1983。

A NEW METHOD FOR COMPUTING INSTABILITY ENERGY AND ITS USE

Li Hongji

(Institute of Meteorology, Air Force)

Abstract

In this paper a new method for computing instability energy E is proposed. The main difference between this method and the method currently used is that it does not require entire sounding data except geopotential height of each level. Thus, E can be computed with data on isobaric charts. This method brings more convenience to the computation of E by manual method or by a computer. It is useful to the forecasting of severe convective weather and heavy rainfall.