

气象学上常用

热力学图解

姜达雍 編

高等教育出版社



气象学·上常用
热 力 学 图 解

姜 达 雍 编



高等教育出版社

本书是天气分析和预报的工具之一，内容对气象学上常用的热力学图解作了比较全面和深入的阐述。其中包括：图解的定义；功用、结构要求、图解的普遍理论；常用热力学图解即温度-对数压力图解等的应用。

本书适用于气象专业的学生、教师和技术人员参考。

高等教育出版社出版 北京宣武门内大街26号

(北京市书刊出版业营业登记证出字第054号)

京华印书局印刷 新华书店发行

统一书号 13010·604 开本 850×1168 $\frac{1}{32}$ 印张 2 $\frac{1}{16}$ 插页 2

字数 63,000 印数 0001—3000 定价 (8) 0.48

1959年6月第1版 1959年6月第1次印刷

目 录

一、緒言	1
二、功用、結構要求与普遍理論的应用	1
三、常用热力学图解	7
1. 埃瑪图解	7
2. 溫熵图解	13
3. 假絕热图解	14
4. 相当位温图解	17
5. 高空絕热图解	18
6. 声达图解	19
四、具体应用(温度-对数压力图解的应用)	20
1. 上升曲綫的繪制与分析(大气层結構示与分析)	20
2. 确定云的下限和上限	21
3. 热力水汽特性的計算与比較	21
4. 等压面高度的計算	36
5. 能量的計算	46
6. 降水率的計算	60
7. 气团分析	63
五、結語	64

一、緒言

近 15 年来,随着高空探测技术的进步和世界范围内高空网的逐步建立与扩充,人們愈来愈多地掌握了大量資料,从而使大气的三度空間結構研究有了可能。現在天气学的发展早已由間接的分析过渡到直接的分析了。由于气象工作者的努力,人們不仅已对大气的三度空間結構有了比較清楚的了解,而且三度空間的分析也已直接被应用到实际預报工作中去。

为了清楚地表示和分析高空探测的結果,曾經采用了多种多样的高空图解。热力学图解就是其中的一种。因为这种图解不仅能表示大气的热力学状态(气压、温度、湿度)及其在絕热过程中的变化,并且图解上的面积又能代表功。所以人們在研究工作和实际工作中都經常地应用它。

又由于这种图解主要是描述大气的絕热过程,因此它又被叫做絕热图解。

本书編写目的:在于简单地叙述热力学图解的功用,結構要求和普遍理論的应用,并着重介紹了几种常用的热力学图解及其具体应用,供气象专业的学生、教师和技术人員参考。

二、功用、結構要求与普遍理論的应用

1. 功用

- 1) 上升曲綫的繪制与分析(大气层結图示与分析)。
- 2) 确定云的下限和上限。

- 3) 絕热过程变化的計算(热力水汽特性的計算)。
- 4) 等压面高度的計算。
- 5) 能量的計算(計算单位質量或单位容积空气的不穩定能量, 确定所給的大气层中全部不穩定能量儲藏量, 計算环流力管)。
- 6) 降水率的計算。
- 7) 气团分析。

2. 結構要求

1) 坐标 热力学图解的坐标, 應該是实际觀測得到的气象要素, 或其簡單函数。坐标的尺度, 要設計到图解上的基本綫条多数成为直綫或近似直綫。

2) 基本綫条 热力学图解上的各种綫条的交角, 要愈大愈好。

現用热力学图解上的基本綫条有五种: 即等温綫、等压綫、干絕热綫、湿絕热綫、及最大比湿(混合比)綫; 附加等重力高度綫、虛温訂正綫。

3) 图上面积 应与能量成正比。

3. 普遍理論的应用

1) 理論的基本观念 热力学图解上的面积应代表功, 这一观念是建立在鉛直方向的动力平衡关系上, 即靜力学方程。

$$dp = -\rho g dz.$$

上式变形积分則

$$g(z_2 - z_1) = - \int_{p_1}^{p_2} v dp \quad (1)$$

这里 g 是重力加速度, z 是鉛直高度, p 是气压, v 是比容, ρ 是密度。其中 $g(z_2 - z_1)$ 是表示空气質点由 z_1 高度到 z_2 高度所需要作的功, 也就是空气質点所增加的重力位势。

在普通物理学中, 因次公式告訴我們, 任一公式等号两边的因

次必須相同，这公式方能成立。因此从(1)式，我們就知道等号右边的 $-\int_{p_1}^{p_2} v dp$ 是代表功。另外，在热力学中已有詳細証明，來說明在 $p-v$ 图上 $-\int_{p_1}^{p_2} v dp$ 是一面积可以代表功(图 1)。

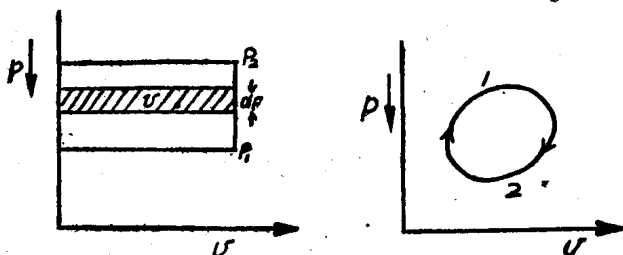


图 1. 用 $p-v$ 图上的面积来表示功

事实上 $p-v$ 图上任一闭合面积亦可代表功。这种証明非常容易，今根据热力学第一定律，沿任一闭合綫积分有：

$$\oint dq = c_p \oint dT - \oint v dp = -\oint v dp. \quad (2)$$

式中 $\oint dT = 0$ ，这里 q 是热量， c_p 是定压比热， T 是温度， v 是比容， p 是气压。(2) 式中 $-\oint v dp$ 是 $p-v$ 图上闭合面积，它等于热量传递或功的施用或吸收。

在(1)和(2)式中，說明了在 $p-v$ 图上面积是代表功的；也可以說，图上面积是与能量发生联系了。这一点应该是热力学图解最根本的结构要求。从上面讲述，我們知道热力学图解的制作是可能的，問題是在于如何应用到气象学上来。

2) 气象学上的应用 $p-v$ 图上面积虽然可用来計算热力过程中的功，但在气象学中却不便应用，原因是比容不能观测，因此就必须設計一种新的坐标系統，这种坐标应该是实际观测得到的气象要素，或其简单函数；并且使这种新坐标系統又保持任何图形

原在 $p-v$ 图上的面积, 以便于功的计算, 这种转换坐标系并保持面积的方法, 称为面积坐标转换法, 其说明如下:

假设 新的一种热力学图解 (图 2-b) 其横坐标为 x 轴, 纵坐标为 y 轴, 它们都是气体状态的另一种函数形式, 即:

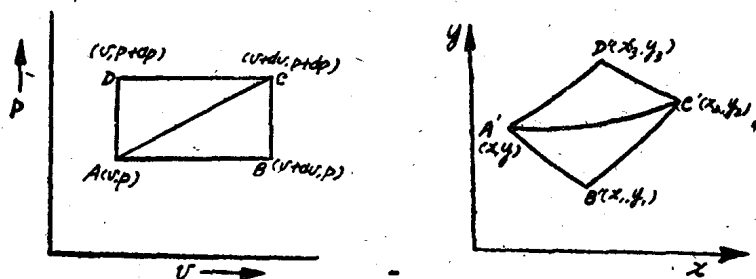


图 2.

a) 在 $p-v$ 图上矩形元量就表示膨胀功元量

b) 在 $x-y$ 能量图解上, 膨胀功元量用四边形元量表示

$$\left. \begin{aligned} x &= \phi(v, p), \\ y &= \psi(v, p). \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

于是在这个新的热力学图解上的任一点也与气体的某个状态相当。在 $p-v$ 图上, 等压线和等比容线都是直线 (图 2-a), 而在新 $x-y$ 图解上, 等压线, 等比容线一般都是曲线 (图 2-b) 在 $p-v$ 图解上四边形 $ABCD$ 应与 $x-y$ 图解上某个曲线的四边形 $A'B'C'D'$ 相应, 如果四边形面积 $A'B'C'D'$ 的面积等于 $ABCD$ 的面积, 或二者相差一个常数倍数, 那么, 就可以量出相对应于新图解上面积的膨胀功, 就象在 $p-v$ 图上量度原来的面积一样。

如此看来, 要设计气象上应用的热力学图解, 只要证明新坐标上面积与旧坐标相应面积相等, 或相差一个常数倍数。用数式写即:

如用 $d\sigma'$ 表示 $A'B'C'D'$ 的面积, 用 $d\sigma$ 表示 $ABCD$ 的面积, 则有: $\square A'B'C'D' = D \square ABCD$ 或 $d\sigma' = D d\sigma$ (4)

式中 D 为常数。

証明(4)式, 准确到二阶无穷小微量面积 $A'B'C'D'$ 可以当成是曲綫三角形 $A'B'C'$ 面积的两倍, 具有同样的准确度, $A'B'C'$ 面积又可当成与直角三角形 $A'B'C'$ 的面积一样。

新旧坐标的关系, 将四边形图頂点的坐标表示如下:

$$\begin{aligned} A'(x, y), & \quad A(v, p), \\ B'(x_1, y_1), & \quad B(v+dv, p), \\ C'(x_2, y_2), & \quad C(v+dv, p+dp), \\ D'(x_3, y_3), & \quad D(v, p+dp); \end{aligned}$$

从上坐标轉換即可写成以下关系:

$$\begin{aligned} x &= x(v, p), \\ y &= y(v, p); \\ x_1 &= x + dx_1 = x + \frac{\partial x}{\partial v} dv, \\ y_1 &= y + dy_1 = y + \frac{\partial y}{\partial v} dv; \\ x_2 &= x + dx_2 = x + \frac{\partial x}{\partial v} dv + \frac{\partial x}{\partial p} dp, \\ y_2 &= y + dy_2 = y + \frac{\partial y}{\partial v} dv + \frac{\partial y}{\partial p} dp; \\ x_3 &= x + dx_3 = x + \frac{\partial x}{\partial p} dp, \\ y_3 &= y + dy_3 = y + \frac{\partial y}{\partial p} dp. \end{aligned}$$

新旧坐标上面积的关系, 大家知道, 如三角形的頂点在 $A'(x, y)$, $B'(x_1, y_1)$, $C'(x_2, y_2)$ 各点, 則其面积的二倍由下面的公式决定:

$$2 \times \Delta A'B'C' = \begin{vmatrix} x & y & 1 \\ x_1 & y_1 & 1 \\ x_2 & y_2 & 1 \end{vmatrix} \doteq \square A'B'C'D' = d\sigma',$$

因此有:

$$d\sigma' = \begin{vmatrix} x, & y, & 1 \\ x + \frac{\partial x}{\partial v} dv, & y + \frac{\partial y}{\partial v} dv, & 1 \\ x + \frac{\partial x}{\partial v} dv + \frac{\partial x}{\partial p} dp, & y + \frac{\partial y}{\partial v} dv + \frac{\partial y}{\partial p} dp, & 1 \end{vmatrix}$$

从二列减一列，三列减二列，则上式有：

$$d\sigma' = \begin{vmatrix} x, & y, & 1 \\ \frac{\partial x}{\partial v} dv, & \frac{\partial y}{\partial v} dv, & 0 \\ \frac{\partial x}{\partial p} dp, & \frac{\partial y}{\partial p} dp, & 0 \end{vmatrix} = \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial p} dv dp - \frac{\partial x}{\partial p} \frac{\partial y}{\partial v} dv dp =$$

$$= \left(\frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial p} - \frac{\partial x}{\partial p} \frac{\partial y}{\partial v} \right) dv dp = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial v}, & \frac{\partial y}{\partial v} \\ \frac{\partial x}{\partial p}, & \frac{\partial y}{\partial p} \end{vmatrix} dv dp =$$

$$= D d\sigma.$$

(4)'

$$\text{其中, 令雅可宾 } D = \begin{vmatrix} \frac{\partial x}{\partial v}, & \frac{\partial y}{\partial v} \\ \frac{\partial x}{\partial p}, & \frac{\partial y}{\partial p} \end{vmatrix} = \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial p} - \frac{\partial x}{\partial p} \frac{\partial y}{\partial v};$$

$$dv dp = d\sigma,$$

$$\begin{aligned} \text{因为 } d\sigma &= \square ABCD \doteq 2 \times \triangle ABC = \begin{vmatrix} v, & p, & 1 \\ v+dv, & p, & 1 \\ v+dv, & p+dp, & 1 \end{vmatrix} = \\ &= \begin{vmatrix} v, & p, & 1 \\ dv, & 0, & 0 \\ 0 & dp, & 0 \end{vmatrix} = dv dp. \end{aligned}$$

讨论(4)'式，当 $D=1$ 时，则积分(4)'式有 $\int d\sigma' = D \int d\sigma$ ，即 $\sigma' = \sigma$ 。这说明在旧坐标 $p-v$ 图上表示膨胀功的任一面积，经过反映到 $x-y$ 平面上以后，还能保持原来的大小，其充分与必要条件

是它的雅可宾 D 的绝对值等于1。

当 $D = \text{常数}$ 时, 则积分(4)'式有 $\int d\sigma' = D \int d\sigma = C \int d\sigma$, 即 $\sigma' = C\sigma$ 。这说明雅可宾 D 等于任意常数 C 时(但不为1), 那么, 在旧坐标 $p-v$ 平面上所取的面积反映到新坐标 $x-y$ 平面上以后, 其大小就要改变 C 倍。

当 $D = f(v, p)$ 时, 则积分(4)'式有 $\int d\sigma' = \int D d\sigma = \int f(v, p) d\sigma$, 即 $\sigma' = \int f(v, p) d\sigma$ 。这说明雅可宾 D 不是常数值, 而是某个函数, 那么, 当反映到新坐标 $x-y$ 平面上以后, 面积大小改变各处都不相同。这种图解就不适宜用来表示膨胀功, 及用作其他的能量计算。

总结以上所讲的, 我们就知道, 在气象学上能应用的热力学图解是可以设计成多种多样的[新坐标应该是气体状态的函数, $f(v, p)$], 但这种图解应用方便的充分与必要条件是它的雅可宾 D 等于1或为常数, 因此, 雅可宾 D 的运算就决定于新的热力学图解应用是否方便的判别式了。

三、常用热力学图解

1. 埃玛图解

埃玛图解的原意是每单位质量的能量图解, 所以又叫做能量图解, 或称功量图解, 功能图解等。我国通常称它为温度-对数压力图解。气象学名词审查小组初审通过定名为赖夫斯达能量图解。

1) 结构

(1)坐标 横轴是温度的线性尺度 $(x = T = \frac{pv}{R})$ 。纵轴是气压

的对数尺度 $\left(y = \ln \frac{p_0}{p}\right)$, 向下增加, 因为 $p=0$, 則 $-\ln p \rightarrow \infty$, 所以纵坐标不能到 $p=0$ 处, 一般位于 $p=40$ 毫巴处。

气压数值的范围一般都是自 1050 毫巴到 40 毫巴。依对数原理 $\ln 5p = \ln 5 + \ln p$, 这说明 $5p$ 的等压线和 p 等压线中间的距离是个常数, 即是 $\ln 5$ 单位。由此知道在图解上, 从 1000 毫巴到 200 毫巴等压线中间的距离, 和 800 毫巴到 160 毫巴等压线中间的距离, 或 200 毫巴到 40 毫巴等压线中间的距离, 都是等于 $\ln 5$ 单位。我国现用温度-对数压力图解的顶部只到 200 毫巴高度为止, 然而探空记录可达到 200 毫巴高度以上, 这时候就需依照上述原理, 可确定 200 毫巴高度以上各特性点的位置。实用中图 6, 即当上升高度超过 200 毫巴时, 可按括号内的气压数值, 从 250 毫巴再行填起, 直至 50 毫巴。位温与饱和比湿应使用括号内的数值。

(2) 基本线条

a) 等温线 直线。都是平行于纵坐标的等距离垂直线, 每隔 1°C 画一根等温线。

b) 等压线 直线。都是平行于横坐标的水平直线, 每隔 10 毫巴画一根等压线。

c) 等 θ 线(干绝热线) 对数曲线。今证明如下: 对于干绝热

热方程我们可依包桑方程, $\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{R}{c_p}}$, 其中 θ 表位温, T 表

温度, p 表气压, c_p 表定压比热, R 表干空气气体常数。在干绝热过程中空气的位温是不变的, 给位温一定的值($\theta = \text{常数}$), 并取上

式的对数, 则有: $\ln \theta = \ln T + \frac{R}{c_p} \ln \left(\frac{1000}{p} \right)$, 在温度-对数压力图

解上(见图 6 插页), 横轴为 $T(x=T)$, 纵轴为 $\ln \left(\frac{1000}{p} \right) \left[y = \ln \frac{p_0}{p} \right]$,

代入上式则得到该图解上的干绝热方程。

常数 $= \ln x + \frac{R}{c_p} y$, 即 $y = -\frac{c_p}{R} \ln x + \text{常数}$ 。

对 x 軸的交角为 $y' = \frac{c_p}{R} \frac{-1}{x}$, 交角的改变率为:

$$y'' = \frac{c_p}{R} \frac{1}{x^2}.$$

所以在温度-对数压力图解中, 干絕热綫(等 θ 綫)是稍微弯曲的对数曲綫, 自右向左上升, 对 x 軸凸出, 坡度因温度的增加而减少(图 3)。在我国实用的温度-对数压力图解上, 干絕热綫为黄色斜实綫(見图 6 插頁)。

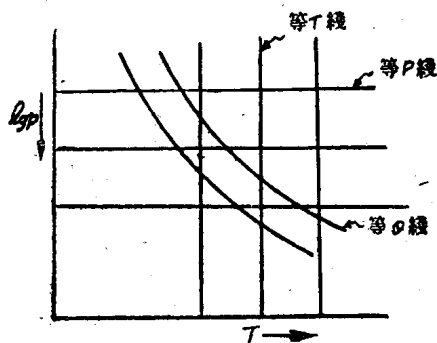


图 3. 埃瑪图解上等 θ 綫是对数曲綫

d) 等饱和比湿綫(等克綫) 是双曲綫的一段, 在日常的温度和压力范围内是接近直綫。今証明如下: 每种热力学图解上的一点, 假設气压为 p , 温度为 T , 饱和水汽压亦确定了。这是因为饱和水汽压仅是温度的函数, 亦就是說图解上的等温綫就是等饱和水汽压綫, 但是一般图解上等温綫并不标出等饱和水汽压数值, 而是画出等饱和比湿綫, 就是饱和状态比湿相等的綫, 根据比湿的近似公式得: $S \doteq 622 \frac{E}{p}$ 克/千克。其中 S 表饱和状态下的比湿, E 表饱和水汽压, p 表气压。如果在同一条等饱和比湿綫上, ($S = \text{常数}$), 上式取对数可写成 $\lg E - \lg p = \lg C$, C 表常数, 微分則

$$d(\lg E) = d(\lg p). \quad (5)$$

我們又依克劳修斯-克拉珀龙 (Clausius-Claperon) 方程, 在推求升华曲綫方程过程中可以得到饱和水汽压与温度的关系式, 其步骤如下:

克劳修斯-克拉珀龙方程为: $\frac{L_{12}}{T} = (v_2 - v_1) \frac{dp}{dT}$.

其中 L_{12} 表相 1 转变到相 2 的潜热, T 表温度, v_2, v_1 分别表相 2, 相 1 时的比容, p 表气压。

在推求升华曲线方程时, 则有 $\frac{L_{iw}}{T} = (v_w - v_i) \frac{dE}{dT}$, 其中 L_{iw} 表升华潜热, v_w 表水汽比容, v_i 表冰的比容, E 表饱和水汽压, T 表温度。因为 $v_w \gg v_i$, 所以可认为 $v_w - v_i \approx v_w = \frac{RT}{E}$ 代入上式, 克劳

修斯-克拉珀龙方程可写成: $\frac{dE}{dT} = \frac{1}{v_w - v_i} \frac{L_{iw}}{T} = \frac{E}{R_w T} \frac{L_{iw}}{T} =$
 $= \frac{L_{iw}}{R_w} \frac{E}{T^2}$, 变数分离积分 $\int \frac{dE}{E} = \frac{L_{iw}}{R_w} \int \frac{dT}{T^2}$, 即 $\ln \frac{E}{E_0} = \frac{L_{iw}}{R_w} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)$, 当 $L_{iw} = 677$ 卡/克, $R_w = 0.10$ 卡/克, $T_0 = 273^\circ \text{K}$, 代入上式

同时变为以 10 为底的对数, 则上式可写为 $\lg \frac{E}{E_0} = 2940 \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T} \right)$,

设初始状态 E_0, T_0 已知, 则上式即成为 $\lg E = -K \left(\frac{1}{T} \right)$, K 为常数
 微分后有 $d(\lg E) = -K d \left(\frac{1}{T} \right)$. (6)

将(6)式代入(5)式则有: $d \lg p = -K d \left(\frac{1}{T} \right)$.

积分得: $\lg \frac{p}{p_0} = -K \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)$ } (7)

或 $\lg \frac{p_0}{p} = K \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0} \right)$ }

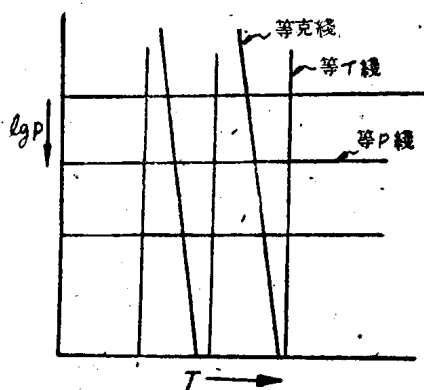
在温度-对数压力图解中, $x = T, y = \lg \frac{p_0}{p}$, 所以在该图解上等饱和比湿方程式是:

$$xy = K \left(1 - \frac{x}{x_0} \right). \quad (8)$$

即在該图上每一等饱和比湿线(等克线)是双曲线的一段, 但是在大气情况中, 所碰到的气压与气温的范围以内, 等克线实际上是一

直綫(图4), 它的坡度处于干絕热綫与等温綫之間; 随着温度的增高, 傾斜角也有些加大。

等飽和比湿綫的单位是克/千克, 在目前我国实用的温度-对数压力图解上(见图6插图), 綠色实綫为等飽和比湿綫, 其范围自 0.01—40 克/千克。



e) 湿絕热綫 繪制与計 图4. 埃瑞图解上的等克綫是双曲綫的一段算均較麻煩, 开始时湿絕热綫比干絕热綫上升急剧, 后来随着气压的减低, 温度的降低, 比湿随着减小, 湿絕热綫漸与干絕热綫接近。其討論繪制如下:

湿絕热过程的討論: 空气中水汽达到飽和状态, 則空气由于絕热膨脹結果温度陸續下降, 水汽开始凝結, 其过程有二: i) 凝結的水滴及冰晶仍留在該气体內, 而随着空气共同作垂直运动(是可逆的)称为湿絕热变化。ii) 凝結物一部分或全部分降落(为自然界的降水)(是不可逆的), 称假絕热过程。

实际过程与上述二种情况都不相同, 凝結物既不是完全降落, 也不是完全不降落, 这样的情况在理論上还没有办法討論, 为满足实际应用的需要, 可采用下述討論。

設有 $(1+w_s)$ 克的飽和湿空气, 状态为 (p, T, w_s) , 其中包括1克的干空气及 w_s 克的水汽, 經過很小一段过程的絕热膨脹, 状态改变为 $(p+dp, T+dT, w_s+dw_s)$, 这里假定 dp, dT, dw_s 均为負值。

$-dw_s$ 克的凝結物必然放出 $-Ldw_s$ 的热量, 所以

$$-Ldw_s = (1+w_s) \left(c_p dT - RT \frac{dp}{p} \right), \text{ 因为 } w_s \ll 1, c_p \doteq c_{pd},$$

$R \doteq R_d$, 則有 $-Ldw_s \doteq c_{pd}dT - R_dT \frac{dp}{p}$, 若 $dp=0$ 則有

$$-Ldw_s = c_{pd}(dT)_p. \quad (9)$$

(9)式表示在等压过程中使饱和的空气比湿改变 dw_s , 同时它所放出的潜热使空气增暖, 温度应改变 $(dT)_p$ 。

将此过程推广到未饱和的空气, 在等压的情况下当比湿有 dw 改变时, 被放出潜热为 $-Ldw$, 亦就是凝結时放出热量, 蒸发时吸收热量。

令 $c_{pd}=1004$ 焦耳/千克·度, $L=2500 \times 10^6$ 焦耳/千克代入 (9)式在蒸发时, 且等压下: $-Ldw = c_{pd}(dT)_p$,

$$\therefore (dT)_p = -2.5(dw)_p. \quad (10)$$

在凝結时, 且等压下, $-Ldw = -c_{pd}(dT)_p$,

$$\therefore (dT)_p = 2.5(dw)_p. \quad (11)$$

(10)式說明湿空气在等焓过程(等压絕热过程)中, 蒸发 1 克/千克的水为水汽时, 空气温度要降低 2.5° 。(11)式說明湿空气在等焓过程中, 凝結同等量的水汽, 温度要升高 2.5° 。

湿絕热綫的繪制沿着经过任何一点的湿絕热綫, 它上升的饱和空气必然自状态 $A(T, p, w_s)$ 改变为 $B(T+dT, p+dp, w+dw_s)$, (图 5)这时我們可按以下两个过程, 从状态 A (T, p, w_s) 出发时先经过等压絕热过程到状态 A' , 使其温度增高, 位温增加为 $\theta + \delta\theta$, 再沿干絕热过程, 状态变到 $B(T+\delta T, p+\delta p, w+\delta w_s)$ 。

我們可以选择 δw_s 为固定数值 (一般取 -1×10^{-2} 克/千

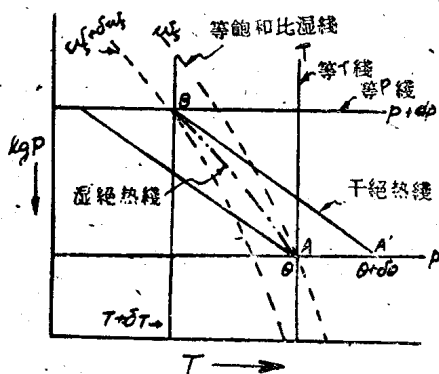


图 5. 埃瑪图解上湿絕热綫的繪制

克或 -2×10^{-3} 克/千克), 在等压絕热过程中, 温度必然增高 2.5°K 确定了 A' 点后再沿干絕热线上升与 $w_s + \delta w_s$ 的等饱和混合比线相交一点 B 。重复上述的步骤, 即可得到一系列 $A, B, C, D, E \dots$ 等状态点, 然后连接起来, 就是我们要求的湿絕热线。

目前在我国实用的温度-对数压力图解上(见图 6 插图), 綠色虚线为湿絕热线; 每隔 10 度标出假位温数值。

(3) 面积与能量的关系

在温度-对数压力图解上(见图 6 插图), 将横坐标 $x = T = \frac{pv}{R}$,

纵坐标为 $y = \ln \frac{p_0}{p}$ 代入雅可宾 D 的判别式有:

$$D = \frac{\partial x}{\partial v} \frac{\partial y}{\partial p} - \frac{\partial x}{\partial p} \frac{\partial y}{\partial v} = -\frac{1}{R},$$
 R 是气体常数, 故该图解可以计算能量。

2) 优缺点: 优点一等值线多为直线或近似直线; 此外图解上面积可以代表能量。缺点一等温线和等 θ 线的交角不超过 45° 度, 所以它不能很明显地表示大气的垂直稳定度。

2. 温熵图解

温熵图解(图 9)是由气象学者薩氏(N. shaw)最初創制采用。因其横坐标以温度綫性尺度, 纵坐标以位温的对数尺度, 而熵的增加与位温的对数的增加成正比, 熵常用希腊字 ϕ 表示, 所以又称温熵图解, 或称 $(T-\phi)$ 图解。

1) 结构

(1) 坐标 横轴是温度的綫性尺度 $(x = T = \frac{pv}{R})$, 纵轴是位温的对数尺度 $(y =$

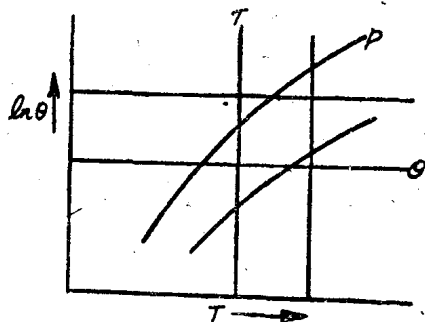


图 7. 温熵图解上的等压线是双数曲线