热力透平机

（第一卷）

〔西德〕W. 特劳班尔 著

TW3

上海科学技术出版社

热力透平机

第一卷　热力学和流体力学計算

〔西德〕W. 特劳班尔 著
陆振国 譯

上海科学技术出版社

內 容 提 要

本书系統地讲解热力透平机（蒸汽透平、燃气透平与压縮机）的理論与計算基础．作者对于透平和压縮机（无論軸流或徑流）作完全类似的处理，因而与习惯論述方法有很大不同．本书非常着重于热力学与流体动力学基础．叶柵理論与空間流动問題亦有較多論述．有专章討論实驗研究及其結果的利用，也討論了变工况問題．

本书可供有关科研人員、工程师、大专师生参考．

THERMISCHE TURBOMASCHINEN

Erster Band

Thermodynamisch-strömungstechnische Berechnung

Dr. Walter Traupel

Springer-Verlag, 1958

热 力 透 平 机（第一卷）

陆 振 国 譯

上海科学技术出版社出版（上海瑞金二路450号）

上海市书刊出版业营业許可証出093号

上海新华印刷厂印刷　新华书店上海发行所发行

开本 787×1092 1/18　印張 26　插頁 1　排版字数 562,000

1965年9月第1版　1965年9月第1次印刷

印数 1—1,500

統一书号 15119·1806　定价（科七）3.60元

序　言

我之所以决心着手进行此項綜合所有各种热力透平机(蒸汽透平，燃气透平，压縮机)的全面性的編写工作，首先是因为从各个方面看来，現有的各种参考书籍已經和当前的发展情况不能相称了．特别对一些蒸汽透平的教材来說，在其理論概念方面，几十年来始終保持一成不变．同时，现今一大部分透平机制造方面的科学工作可惜已陷于脫离实际的情况，因而收效頗少，这也是一件不容置辯的事实．以上这些缺点有其深刻的根源．它們决不能单独通过一些科学上的論著而就此得以消除．但是，科学論著总还可以促使这些缺点不断地得到克服．这就是作者試图在本书里做到的．

要想使技术科学获得成果，那末就应当在保持科学严格性的同时，充分地注意到技术性．科学上的严格性是不折不扣的，因为任何科学上的一知半解就会招致不正确的推断和錯誤結論的危險．所以每一个工程师就理应不断地力求从一些基本的自然定律中摸清各种相互关系，因而在某些个别情况里能理解其为一般現象的特例．这种概括能力不仅能够提高各种推断和結論的正确程度，而且亦可借此避免过分的专門化．故而在本书中特别郑重和仔細地編写热力学和流体动力学的基础部分，并由此在严格的概念下导出透平机的原理．

使各种科学課題的提法和假定与技术著作相吻合，对于所要求的概念严格性不是不相容的，因为某些有意識的簡化原是科学上正当的方法．在无法得出准确結論时，只要并不損害原有邏輯含义的一致性和正确性，技术科学就应当并且也必須敢于作出近似的論断．編写本书时也就貫徹了这种观点．所以，对于目前存在于透平的实际和理論研究之間的鴻沟，作者企图起桥梁作用．

在这部一般論著里，打算对于透平和压縮机作完全类似的处理，故而在敘述形式方面也就不得不和由于历史发展所形成的傳統敘述方法有所不同．例如各个叶道里的損失就以輪周效率来标志，即在蒸汽透平里亦不研究它和导叶及工作叶片的速度系数 φ 及 ψ 的关系，此外，在一些近代的文献里，这些符号一般都是用来表示压力系数和流量系数的．单位制問題也是形式方面的問題之一．虽然目前一般还都采用工程单位制，但是已明显地出現一种向物理单位制方面过渡的趋势；在某些大工厂里，已經在采用物理单位制了．故而在本书中引用了物理单位制，但对每一个数字都补充換算了它的工程单位．此外，附录中空气与燃气的比热及焓熵图同样也用物理单位

制来表示. 对于水蒸汽则未进行相应的单位换算，因为在这方面已有蒋氏和洛尔巴赫所作出的卓絕著作可以应用，請参閱第 70 頁上的参考文献[8].

理論的分析一般都貫徹到給出現成的解題方法为止. 但决不能把这些方法看成为在任何情形下都是最合理的解法，实际上它們只不过是近代各种計算解法的举例而已. 这些計算解法相对于近代計算室中一般所用的方法而言乃是典型的，从而也就和不少教科书里的陈述有所不同. 同时，这里还有教学法方面的目的，务求各种相互关系得以鮮明地表現出来，因为計算步驟常是提示各个課題組成部分的最好方法.

本书还注意到使每章的討論都尽可能做到完整易懂，至少对已有些理論基础的讀者是如此. 由于內容較多，因而不得不把全书分成二卷. 目前在第一卷里討論热力过程和流体力学方面的原理，而在第二卷里将闡述調节、强度和动力学問題以及某些专門性問題. 由于結构和运行問題与理論方面的关系很密切，所以它們在理論性著作中亦不容忽略. 因此在若干部分里穿插結构及运行問題，在第一卷里穿插得并不多，而第二卷中則将經常遇到.

在編写本书的同时，我曾与許多友好的工程师們交換了有益的意見，这里我无从一一提出他們的名字来. 此外我也应向我的助教 G. 勃路曼，P. 費歇，J. 洛依索德，W. 里斯和 P. 舒脫等先生致謝，因为他們为本书进行了一系列的計算和校閱工作. 还要向帕拉維雪妮小姐表示謝意，感謝她为本书所进行的誊写工作.

1958 年 6 月于苏黎士

瓦·特劳班尔

凡　例

本书中所用的公式和图的編号均按各章节分别独立地編排，如“图 4”或“公式(7)”即指本章本节的，涉及其他章节时，则加注章节数，例如公式“5.4(6)”[即为第五章中第 4 节的式(6)]，图号的編排也与此相同．文中所引用到每章后的参考文献，都加上了一个方括弧，如[3]．

除去少数比較个别情况之外，所有的公式均采用了同样的因次．因此它們可以到处通用，而和所选取的单位系統无关．例如，在下列关系式里

$$i+\frac{c^2}{2}$$

表示热焓 i 和动能 $\frac{c^2}{2}$ 的这二项，可以随意采用某一种单位(如千焦耳/公斤、大卡/公斤、米·公斤*/公斤等等)．自然，不管用那一种单位，它們在同一个公式里必須取得一致．不过，在各种技术文献里，通常还可以进一步应用字母作为某一单位不一致的項的系数，遇到单位不同时，在公式中必須引入換算系数．例如，上面所列举的关系式就可以写成另一种形式：

$$i+A\frac{c^2}{2g},$$

因为此处 i 用热力单位表示，而 $\frac{c^2}{2}$ 则表示为力学单位．故而必須引入一个換算系数 A (热功当量)．此外在工程单位制里，i 系以单位重量，也即以在地球的重力場作用下感受到一公斤*力的质量为基准的．然而在工程单位制里，这部分质量在数值上并不等于 1 而为 $\frac{1}{g}$，相反地，动能 $\frac{c^2}{2}$ 则是对单位质量而言的(即重 9.81 公斤*)．因此就还得添一換算系数 $\frac{1}{g}$．若讀者欢喜傳統的表示方法而采用工程单位制，则可依下列三点法则把本书中的各种公式化成所希望的形式：

1．所有与单位流量有关的热量、热焓、內能和比热，均須乘以系数 $\frac{g}{A}$．

2．气体常数 R，比容 v 以及所有与单位流量有关的功，均須乘以系数 g．

3．密度 ρ 必須用 $\frac{\gamma}{g}$ 来代替，其中 γ 为比重．

从下面的一些示例里可以更清楚地看出这些法则的应用(此处所采用的各种符号都是在工程热力学里常用的)：

由 $c=\sqrt{2\Delta i}$ 可得 $c=\sqrt{\dfrac{2g}{A}\Delta i}$.

由 $pv=RT$ 可得 $pvg=gRT$ 或仍可化成 $pv=RT$.

由 $dq=di-vdp$ 可得 $\dfrac{g}{A}dq=\dfrac{g}{A}di-gv\,dp$ 或者写成 $dq=di-Av\,dp$.

由 $N=\dot{m}\Delta i$ (N 为功率, $\dot{m}$ 为在单位时间里所流过的质量) 可得 $N=\dot{m}\left(\dfrac{g}{A}\right)\Delta i$ 或 $N=\dot{G}\dfrac{\Delta i}{A}$(其中 $\dot{G}$ 为单位时間內流过的重量).

物理单位制和力学单位制之間最重要的一些换算关系如下[公斤* 为公斤重, 有时写为(kp)]:

长　度　1 米

质　量　1 公斤 $=0.10197$ 公斤*·秒^2·米$^{-1}$

时　間　1 秒

力　$\begin{cases} 1\ \text{牛頓}=1\ \text{公斤·米·秒}^{-2} \\ \qquad =10^5\ \text{达因} \\ \qquad =0.10197\ \text{公斤}^* \end{cases}$

压　力　$\begin{cases} 1\ \text{牛頓·米}^{-2}=0.10197\ \text{公斤}^*\text{·米}^{-2} \\ \qquad\qquad =10^{-5}\ \text{巴} \\ 1\ \text{巴}=10^6\ \text{达因·厘米}^{-2} \\ \qquad =10^5\ \text{牛頓·米}^{-2} \\ \qquad =1.0197\ \text{大气压} \end{cases}$

能　量　$\begin{cases} 1\ \text{牛頓·米}=1\ \text{瓦·秒}=1\ \text{焦耳}=0.10197\ \text{公斤}^*\text{·米} \\ \qquad\qquad =2.388\times10^{-4}\ \text{大卡} \\ 1\ \text{千焦耳}=10^3\ \text{焦耳}=\dfrac{1}{3600}\ \text{瓩·小时}=101.97\ \text{公斤}^*\text{·米} \\ \qquad\qquad =0.2388\ \text{大卡} \end{cases}$

功　率　$\begin{cases} 1\ \text{瓦}=1\ \text{牛頓·米·秒}^{-1} \\ \qquad =1\ \text{焦耳·秒}^{-1} \\ 1\ \text{瓩}=10^3\ \text{焦耳·秒}^{-1} \\ \qquad =1.360\ \text{馬力} \end{cases}$

比　能　$\begin{cases} 1\ \text{焦耳·公斤}^{-1}=10^{-3}\ \text{千焦耳·公斤}^{-1} \\ \qquad\qquad =1\ \text{米}^2\text{·秒}^{-2} \\ \qquad\qquad =0.10197\ \text{公斤}^*\text{·米·公斤}^{-1} \\ \qquad\qquad =2.388\times10^{-4}\ \text{大卡/公斤} \end{cases}$

目　录

第 一 章

热力学基础

1.1 理想气体

满足状态方程式

$$pv=RT \tag{1}$$

的气体称为完善气体或理想气体. 其中 p——压力, v——比容, R——气体常数, T——絕对温度. 此外还引用一般通用符号, i——热焓, s——熵(均以单位质量为基准), c_p 和 c_v——分别为在压力或容积不变时所测得的比热. 由热力学第二定律得知,满足方程(1)的工质所具有的热焓与压力无关,因而可用下式来表示

$$i=\int_{T_0}^{T} c_p(T)\,dT. \tag{2}$$

式中 T_0 相当于任选热焓值为零时的温度. 由热力学第一与第二定律,可以导出为大家所熟悉的通用关系式

$$ds=\frac{di-vdp}{T}, \tag{3}$$

对于理想气体来說,依公式(1)和(2),上式就可以写成:

$$s=\int_{T_0}^{T}\frac{c_p(T)}{T}\,dT-R\ln\left(\frac{p}{p_0}\right), \tag{4}$$

此处的 p_0 和 T_0 为当任选 $s=0$ 时的状态参数.

当我們研究无限小等熵状态变化时,則压力相对变化 $\frac{dp}{p}$ 就相应于某一确定的体积相对变化 $\frac{dv}{v}$. 它們之間有着下列关系:

$$\frac{dp}{p}+\varkappa\frac{dv}{v}=0, \tag{5}$$

式中的 $\varkappa$ 为等熵指数．在理想气体的特殊情形下，也只有在这种場合里，若令(3)式中的 $ds=0$，利用式(1)和(2)，并考虑到适用于理想气体的下列关系：

$$c_p-c_v=R, \tag{6}$$

此时，等熵指数就可以取为：

$$\varkappa=\frac{c_p}{c_v}. \tag{7}$$

方程(6)乃是热力学第一定律的結論．把式(7)代入式(6)后即可得出

$$c_p=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}R. \tag{8}$$

倘若将式(2)写成微分形式，并把它代入式(8)里，遂得：

$$di=c_p dT=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}RdT, \tag{9}$$

或依式(1)得：

$$di=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}d(pv). \tag{10}$$

在多数情况下，在較大的溫度范圍內，可以足够准确地令 $c_p=$常数．于是式(2)和(4)就可以写成如下的形式：

$$i=c_p(T-T_0), \tag{11}$$

$$s=c_p\ln\left(\frac{T}{T_0}\right)-R\ln\left(\frac{p}{p_0}\right). \tag{12}$$

此外，还可将方程(5)进行积分，即得：

$$pv^{\varkappa}=K. \tag{13}$$

設若气体由初参数 p_1、T_1 和 v_1 到終参数 p_2、T_2 和 v_2 的状态变化是依等熵过程进行的，则由式(13)和(1)就能得出下面的一些关系：

$$\left.\begin{aligned}
\frac{p_2}{p_1}&=\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\varkappa},\\
\frac{T_2}{T_1}&=\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\varkappa-1},\\
\frac{T_2}{T_1}&=\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}.
\end{aligned}\right\} \tag{14}$$

等熵过程中的焓变化 Δi_s 对于透平机原理有重大意义．在一热力机組中，沿着流动方向上焓的变化总是取为正值．对渦輪机說来，焓的减少算是正的，而对压縮机而言，则焓的增加才算正的．故在等熵膨脹过程中，依式(11)和(14)即可得出：

$$\Delta i_s=c_p(T_1-T_2)=c_pT_1\left(1-\frac{T_2}{T_1}\right)=c_pT_1\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]. \tag{15}$$

若以式(8)中的 c_p 值代到公式(15)里去，并考虑公式(1)的关系，即得下式：

$$\Delta i_s=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}p_1v_1\left[1-\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]. \tag{16}$$

对于等熵压縮过程，也可类似地得出：

$$\Delta i_s=c_pT_1\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}-1\right], \tag{17}$$

或可写成

$$\Delta i_s=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}p_1v_1\left[\left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}-1\right]. \tag{18}$$

为了簡化起見，我們以字母 Π 来表示膨脹过程或压縮过程中的压力比，并同时規定以注脚 1 表示初始状态，注脚 2 表示終止状态，遂有：

$$\left.\begin{array}{ll}\text{在膨脹过程里} & \Pi\equiv p_1/p_2,\\ \text{在压縮过程里} & \Pi\equiv p_2/p_1.\end{array}\right\} \tag{19}$$

此外，还引入下列簡化符号：

$$\text{用于膨脹过程为}\quad \Psi_e\equiv 1-\frac{1}{\Pi^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}}, \tag{20}$$

$$\text{用于压縮过程为}\quad \Psi_k\equiv \Pi^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}-1. \tag{21}$$

于是，在一般情形下，前面的 Δi_s 就可写成：

$$\Delta i_s=c_pT_1\Psi=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}p_1v_1\Psi. \tag{22}$$

其中根据不同过程可以分别代入 Ψ_e 或 Ψ_k 值. 附录里已繪出了函数 Ψ_e 和 Ψ_k 的綫图(綫图 1 至 4). 如由于比例尺关系在焓熵图上求出等熵的焓差值不够准确时，同样也可以利用附录非常方便地求出等熵的焓差值.

对于大多数气体說来，温度对于它們的 c_p 和 $\varkappa$ 的关系不大，在所考虑的温度区域内可以采用它們的平均值. 此时必須十分注意 c_p 和 $\varkappa$ 之間的关系，必須要严格地满足式(8)，否则会产生重大誤差. 这样做了之后，即使所采用的 c_p 和 $\varkappa$ 值和其所在温度間隔内的平均值并不完全相符时，Δi_s 值也还足够正确. 为了闡明这点，在表 1 里列出了空气（$R=287$ 焦耳/公斤·度）的 $\Delta i_s/T_1$ 值，其中 $\Pi=2$ 和 5 及 $\varkappa=1.4$、1.35、1.3.

表 1

Π	$\Delta i_s/T_1$，焦耳/公斤·度(°K)					
	膨脹			压縮		
	$\varkappa=1.4$	$\varkappa=1.35$	$\varkappa=1.3$	$\varkappa=1.4$	$\varkappa=1.35$	$\varkappa=1.3$
2	180.5	182.1	183.8	220.0	218.0	215.7
5	370.2	377.7	385.8	586.4	573.2	559.4

必須注意，$\varkappa$ 的影响是不大的. 作为一个例子，我們来研究一个压力比 $\Pi=2$，自温度为 $625°C=898°K$ 开始的膨脹过程. 当 $\varkappa=1.35$ 和 $c_p=1108$ 焦耳/公斤这二值符合于(8)式时，可得 $\Delta i_s=16.35\times10^4$ 焦耳/公斤. 若誤以室温的条件，然而也能滿足(8)式关系的 $\varkappa=1.4$ 和 $c_p=1004$ 焦耳/公斤代入，得出 $\Delta i_s=16.20\times10^4$ 焦耳/公斤，其誤差为 0.9%. 若相反以和所討論的温度域相符的 $c_p=1108$ 代入，而取一个不能滿足式(8)的 $\varkappa=1.4$ 代进去，得到 $\Delta i_s=17.87\times10^4$，其誤差就达到 9.3%.

由式(14)中的第三式和(19)、(20)、(21)諸式的关系中，即可得出下列关系式：

$$\text{对于膨脹过程为}\quad \frac{T_2}{T_1}=1-\Psi_e(\Pi,\ \varkappa), \tag{23}$$

$$\text{对于压縮过程为}\quad \frac{T_2}{T_1}=1+\Psi_k(\Pi,\ \varkappa). \tag{24}$$

因此，在附录里的图 1 至图 4 的纵坐标軸上，除了 Ψ 值外，还列出了等熵过程中的温度比 T_2/T_1. 在給定的压力比 Π 值下，T_2/T_1 值和 $\varkappa$ 有很大的关系，虽然 Δi_s 也和 $\varkappa$ 有关系，但如前所述，这个关系是很不明显的.

1.2 理想蒸汽

对于任何蒸汽，均可用下面的热力状态方程表示

$$pv=zRT. \tag{1}$$

其中 z 为表征蒸汽特性和理想气体之差异的一个系数，理想气体的 z 就等于 1. 系数 z 称为压縮性系数，总的說来，它本身是一个比較复杂的状态函数，即可表示为二个独立状态参数(如 p 和 v) 的函数. 虽然理想气体的热焓只和 T，或者同义地只和乘积 pv 有关，对于蒸汽来說，虽然它也服从本节里一般状态方程(1)，但其热焓的变化規律通常就不再是这样的了. 正确的函数关系应为：

$$i=f(p,\ v), \tag{2}$$

这也就是說，i 对 p 和 v 两者都有关. 在过热区域里，那就意味着 i 不仅和 T 有关，且也和 p 发生关系，因为根据式(1)，式(2)里的比容 v 照样可以用 p 和 T 来表示. 式(2)的更为正确的特性是通过第二定律(克劳齐烏斯方程)和式(1)相結合的，所以它也与函数 z 的特性有关.

对于任一种蒸汽，都可以和气体一样地通过分析一个无限小的等熵状态变化按照公式 1.1(5) 定出等熵指数 $\varkappa$ 来. 但这个等熵指数已不是 c_p/c_v 的比值，而是更为一般的函数了. 設若观察等温过程中的一个不大的状态变化过程，其中相应于某一压力的相对变化 dp/p，也就会有一定的容积相对变化 dv/v 与之相当，它可以用下式来表示

$$\frac{dp}{p}+\varkappa_T\frac{dv}{v}=0. \tag{3}$$

由此就可求出等温指数 $\varkappa_T$ 来。然后，再根据爱赫倍尔[1]所提出的通用的等熵指数公式：

$$\varkappa=\varkappa_T\frac{c_p}{c_v} \tag{4}$$

求出 $\varkappa$. 由于在等温过程中，理想气体满足 $pv=\text{const}$，亦即 $\frac{dp}{p}+\frac{dv}{v}=0$，此式中的 $\varkappa_T=1$，于是我們又回到 $\varkappa=c_p/c_v$ 上来了. 但这只能在此特殊情况里方可成立，而在一些比較复杂的状态变化过程里，必須应用式(4)来求取 $\varkappa$.

倘若在有限的状态变化范圍里足够准确地把 $\varkappa$ 取为常数，就可以把方程 1.1(5) 进行积分，而得公式 1.1(13)，也可写成如下的形式

$$pv^{\varkappa}=p_1v_1^{\varkappa}. \tag{5}$$

特别在等熵过程中，通用方程 1.1(3) 可表示为

$$di=v\,dp, \tag{6}$$

或者把由式(5)里求出的 v 代入式(6)，遂得

$$di=p_1^{\frac{1}{\varkappa}}v_1p^{-\frac{1}{\varkappa}}dp. \tag{7}$$

由参数 p_1、v_1 膨脹到压力 p_2 时所得的等熵焓差 Δi_s 可以由上式通过积分求出来：

$$\Delta i_s=i_1-i_2=p_1^{\frac{1}{\varkappa}}v_1\int_{p_2}^{p_1}p^{-\frac{1}{\varkappa}}dp=\frac{p_1^{\frac{1}{\varkappa}}v_1}{1-\frac{1}{\varkappa}}\left[p_1^{1-\frac{1}{\varkappa}}-p_2^{1-\frac{1}{\varkappa}}\right].$$

上式也可换写成：

$$\Delta i_s=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}p_1v_1\left[1-(p_2/p_1)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}\right]. \tag{8}$$

然而此式也和前面的 1.1(16) 式完全一致，所以这就是个一般性的公式，而并不仅仅适用于理想气体. 自然，这种方法也可同样应用于等熵压縮过程，从而說明式 1.1(18) 也能普遍适用. 这二个公式还可以进行合并. 对于任一种工质等熵焓差值均可由下式算出来：

$$\Delta i_s=\frac{\varkappa}{\varkappa-1}p_1v_1\Psi. \tag{9}$$

用到这个公式时，若为膨脹过程，可应用附录里表 1 和表 2 中的 Ψ_e 值；若为压縮过程，則可用表 3 和表 4 中的 Ψ_k 值.

只有当 $\varkappa=1$ 时(这是可能的)，以上的公式就不能适用了，因为这样会得出 $\infty\cdot 0$ 的形式. 如 $\varkappa=1$，式(7)可以立刻进行积分，对于由 p_1 至 p_2 的膨脹过程，可以得出：

$$\Delta i_s=i_1-i_2=p_1v_1\ln(p_1/p_2), \tag{10}$$

对于由 p_1 至 p_2 的压縮过程，則为：

$$\Delta i_s = i_2 - i_1 = p_1 v_1 \ln(p_2/p_1). \tag{11}$$

在本章的分析中直到目前为止，还未曾对所討論的工质在其特性方面提出任何限制条件.

让我們想象有一种具有下列性质的蒸汽，它的热力状态方程和理想气体的方程 1.1(1) 不同，而有着象本节里的方程(1)所表示的一般特性. 虽然如此，我們仍假定其焓的变化还是适用式 1.1(10) 的关系. 最后，再假定依式(4)而定的等熵指数 $\varkappa$ 对于各个状态参数的影响是极小的，因而在有限的状态变化区域里可以把 $\varkappa$ 作为常数看待.（自方程 1.1(11) 开始，对于理想气体也曾作过同样的假設，但这一假設并不能算是理想气体的定义.）于是就可以在所討論的有限范圍内将公式 1.1(10) 积分，并得：

$$i = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} pv + i_0. \tag{12}$$

式中 i_0 为依热焓比例尺上零点的选擇而定的一个任意常数. 我們不妨任选 $i_0 = 0$. 这是最方便的. 根据这一特别的零点选擇而定下来的焓值，我們就称之为"标准热焓"，并以字母 j 表示. 故有：

$$j \equiv \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} pv, \tag{13}$$

同时自然可得 $dj = di$. 于是对于所选擇的这类蒸汽产生了下面二个問題：

(一) 从热力学的观点来看，上面所說的这种蒸汽能不能存在，也就是說，以上所提出的各点假設是否和热力学的一些基本定律有矛盾？

(二) 要是对这个問題的回答是肯定的話，那末还可以继續問下去，以上所說的那种工质在自然界里是否存在？

为了回答第一个問題，将热力学第一定律写成以下的公式

$$T ds = dj - v\, dp. \tag{14}$$

假使再在上式中补充这么一点：即 ds 为一全微分（dj 和 dp 原来就都是全微分），从而热力学第二定律也就可以用它来表示了. 式(14)也可写成

$$\frac{T ds}{j} = \frac{dj}{j} - \frac{v\, dp}{j}.$$

再把式(1)和(13)代进去，遂得：

$$\frac{\varkappa - 1}{\varkappa} \cdot \frac{ds}{zR} = \frac{dj}{j} - \frac{\varkappa - 1}{\varkappa} \cdot \frac{dp}{p}. \tag{15}$$

上式的右边是可以积分的，因此，它显然是一个全微分式，式的左边也是如此. 但由于 $\varkappa$ 和 R 均为常数，故由此可以得出結論，不单 ds 是一个全微分，而且 $dy = ds/z$ 也是个全微分，若以几何图形来表示它的意义是再明显不过的了. 在图 1 上，不单单把 s，同时也把 y 表示为 p 和 v 的函数. 因而，这些函数就形成了一个位于 pv 平面上