

鐵路員工技術手冊第一卷第四冊

1962. II. 查

热学

蘇聯鐵路員工技術手冊編纂委員會編

人 民 鐵 道 出 版 社

铁路員工技术手冊第一卷第四冊

热 学

苏联铁路員工技术手冊編纂委员会編

金傳炳 黃安基 合譯

人 民 鐵 道 出 版 社

一九五九年·北京

本書譯自蘇聯鐵路員工技術手冊第一卷，原書包括數學、化學、力學、水力學、電學及熱學各部分，本譯本為其熱學部分，可供鐵路學校學生和鐵路工作人員在研究熱學方面作參考資料。

原書主編者：別洛寬（Н. И. Волоконь）；

原書編著者：庫德林（Н. А. Кутурин）。

鐵路員工技術手冊第一卷第四冊

熱 學

ТЕХНИЧЕСКИЙ СПРАВОЧНИК

ЖЕЛЕЗНОДОРОЖНИКА ТОМ I

— ТЕПЛОТА —

蘇聯鐵路員工技術手冊編纂委員會編

蘇聯國家鐵路運輸出版社（1949年莫斯科俄文版）

ТРАНСЖЕЛДОРИЗДАТ Москва 1949

合傳炳 黃安基 合譯

人民鐵道出版社出版

（北京市懷安街17號）

北京市書刊出版業營業許可証出字第010號

新 華 書 店 發 行

人民鐵道出版社印刷廠印

書號1134 開本850×1168 $\frac{1}{2}$ 印張6 $\frac{1}{4}$ 字數180千

1959年8月第1版

1959年8月第1版第1次印刷

印數0,001—1,600冊 定價（S）0.72元

目 录

一、物体的一般热学性质.....	1
1. 物质运动论.....	1
2. 热量的单位和温度.....	8
3. 热容量.....	8
4. 粘滞性.....	23
5. 表面张力.....	32
6. 热系数.....	33
二、热力学.....	38
1. 热力学基本定律.....	38
2. 参量 p, v, u, i, s 之间的关系, 及 这些参量与 c_p 和 c_v 的关系.....	41
3. 特征函数, 馬克斯威尔和 克劳修斯—克拉貝龙方程式.....	45
三、气 体.....	47
1. 理想气体.....	47
2. 过程的特殊形式.....	58
3. 真实气体.....	78
四、水蒸汽.....	84
1. 状态方程式; 参量.....	84
2. 基本过程.....	114
3. 循环过程 (循环).....	116
4. 气体与蒸汽的抵抗.....	119
五、热传递.....	120
1. 热的传导.....	121

2. 热的对流.....	145
3. 流体自由流动（自然对流）时的放热.....	159
4. 传导与对流的热传递.....	166
5. 辐射热传递（热传递由于辐射）.....	174
六、气体与蒸汽沿管内流动和从贮藏器外射流动.....	193
1. 原始方程式.....	193
2. 移动介质的参量与管子截面之间的关系.....	193
3. 从无限容积与有限容积的贮藏器中气体与 蒸汽的外射流动.....	197
参考文献.....	206

一、物体的一般热学性質

1. 物質运动論

分子运动的概念在古代就已經接触到了（公元前五世紀的德謨克利特，勒夫基普）。一些基本概念在十七世紀由П·加松第加以发展，在十八世紀，Д·柏努利和М·В·罗蒙諾索夫已經給一些現象以定量的估計。在М·В·罗蒙諾索夫的許多著作中，特别是在“热和冷的原因的探討”（1745~1746）一書中，萌芽的物質运动論的一些基本原理已經建立起来了。以后，物質运动論在Р·克拉烏祖斯（1822~1888），Дж·К·馬克斯威尔（1831~1879），Л·波立茨曼（1844~1906）等的著作中都有发展。

物質运动論是从物質的分子結構概念出发，从統計力学和几率論的定律的觀點来研究它們。研究得最多的是气体运动論；近年来的一些实验研究已經能够量度原子的大小，并研究它們的軌迹。

气体运动論的基本原理

对于理想气体，有以下一些假定：

1. 气体分子間的距离是这样大，使得和它們比較起来分子本身的体积可以略而不計而且可以将分子看成具有一定质量的点（质点）。
2. 分子之間沒有引力和斥力，它們运动时就像在真空中的绝对彈性球一样。
3. 分子速度的大小可以各不相同，理論上說可以从0到 ∞ ；

* 本章引用了刊載在 Энциклопедический справочник “Машиностроение” Т. 1, Машгиз, 1947中作者的一些資料。

对应于一定温度的气体的每一状态，有恒定的分子平均速度。

如果 n_1 个分子具有速度 c_1 ， n_2 个分子具有速度 c_2 ，……， n_k 个分子具有速度 c_k ，而且 $n_1 + n_2 + \dots + n_k = N$ ，则分子的算术平均速度为

$$\bar{c} = \frac{\sum n_i c_i}{N} = \frac{\int_0^{\infty} c dN}{N},$$

因为在通常条件下， n_i 对于 N 来说可看成无限小。

均方根速度 Ω 由下式求出（表 1）

$$\Omega^2 = \frac{\sum n_i c_i^2}{N} = \frac{\int_0^{\infty} c^2 dN}{N}$$

在绝对温度 T° 绝对时，气体分子的均方根速度，以公尺/秒计

表 1

气 体	100°	273.2°	1273.2°	气 体	100°	273.2°	1273.2°
氢	1112	1838	3968	氮	187	310	669
氧	298	493	1064	二氧化碳	—	390	—
氨	279	461	996	水蒸气	—	180	—

运动论的基本方程

运动论中气体的压力（弹性） p 就是力在单位面积上的作用，这力的秒冲量等于在同一时间间隔内分子断断续续地碰撞所产生的冲量的和，

$$p = \frac{F}{\sigma};$$

$$F \cdot t = \sum f t,$$

式中 F ——作用在面积 σ 上的力；

$$t = 1;$$

t ——分子对器壁碰撞时的力 f 作用的时间。

运动論的基本方程

$$pv = \frac{1}{3} N m \bar{c}^2,$$

式中 v —— 气体体积；

m —— 分子质量。

由运动論基本方程推得的一些結果

1. 基于在不变的温度时分子平均速度守恒的这一前提，由基本方程得

$$pv = \text{常数}$$

这是在温度不变的条件下气体的体积和压力間的关系式。

2. 比較条件 $pv = \frac{1}{3} N m \bar{c}^2$ ， $pv = \text{常数}$ 和状态方程 $pv = RT$ （这些方程都是对克分子量而言），得

$$T = \frac{1}{3R} N m \bar{c}^2 = \frac{2}{3R} I,$$

式中 $I = \frac{N m \bar{c}^2}{2}$ ，是由 T 而定的气体的內动能。

3. 对于理想气体來說，內动能与体积无关。

4. 在该种温度时，对于两种气体将有 $I_1 = I_2$ ，由此得

$$\frac{1}{2} N_1 m_1 \bar{c}_1^2 = \frac{1}{2} N_2 m_2 \bar{c}_2^2;$$

由分子的平均动能不变

$$\left(\frac{1}{2} m_1 \bar{c}_1^2 = \frac{1}{2} m_2 \bar{c}_2^2 \right)$$

所推得的热力平衡可知，在同样的温度和压力下， $N_1 = N_2$ ，即不同的气体在相等的体积和相同的 p 和 T 的情况下分子数目相等。

分子碰撞的次数和平均自由行程

分子碰撞时如同彈性球的运动一样，使得分子的軌跡成为之字形的折綫。从一个碰撞到另一个碰撞之間路程的直綫線段就是自由行程；它們的长度有很大的不同，但在某一温度和压力情况下，由大多数分子来确定的自由行程平均值是常数。

在分子朝各个方向运动时

$$l = \frac{v}{r} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{1}{N_1 \pi d^2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{m}{\rho \pi d^2},$$

式中 l —— 平均自由行程;

v —— 分子的平均速度;

r —— 单位时间内的碰撞次数;

N_1 —— 单位体积内分子的数目;

m 和 d 分别为分子的质量和直径;

$\rho = N_1 \cdot m$ 是气体的密度。

在单位时间内一个分子碰撞的次数

$$r = \frac{v}{l} = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 v \cdot N_1$$

全部分子碰撞的总次数

$$z = \sqrt{2} \cdot \pi d^2 v \cdot N_1 \quad (\text{参看表 2})$$

一些气体的分子数据 [40]

表 2

气 体	分子的直径	速 度	平均自由行程	在一公分 ³ 内每
	(公分)	(公分 / 秒)	(公分)	秒碰撞次数
		在0°和1个大气压情况下		
氧	2.17×10^{-8}	183,800	17.8×10^{-6}	$10,330 \times 10^6$
氮	2.71×10^{-8}	46,100	10.2×10^{-6}	$4,520 \times 10^6$
氩	2.95×10^{-8}	40,300	9.5×10^{-6}	$3,190 \times 10^6$
一氧化碳	2.74×10^{-8}	49,300	9.5×10^{-6}	$3,190 \times 10^6$
一氧化氮	2.59×10^{-8}	47,700	9.4×10^{-6}	$3,070 \times 10^6$
二氧化碳	2.90×10^{-8}	30,300	6.5×10^{-6}	$6,050 \times 10^6$
一氧化二氮	3.33×10^{-8}	30,300	6.5×10^{-6}	$6,050 \times 10^6$
二氧化硫	—	32,600	4.7×10^{-6}	$6,940 \times 10^6$
水	2.27×10^{-8}	64,800	7.2×10^{-6}	$8,540 \times 10^6$

速度分布定律

根据馬克斯威尔的說法，分子的速度分布定律可以用在統計学里計算实验誤差所采取的一样前提来确立。

由高斯，误差的几率函数

$$y = a \cdot e^{-h^2 \cdot x^2};$$

这里 y —— 误差的次数；

x —— 误差的大小；

a 和 h —— 常数。

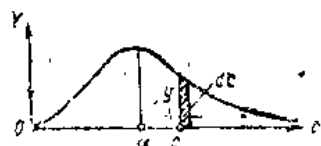
具有 c 与 $c+dc$ 之间的速度的分子数目与分子数目 N ，体积 dv 以及几率函数成比例

$$dN = \left[\frac{4\pi}{3} (c+dc)^3 - \frac{4\pi}{3} \cdot c^3 \right] \cdot N a e^{-h^2 c^2};$$

这里 $\frac{4\pi}{3} \pi (c+dc)^3 - \frac{4\pi}{3} \pi \cdot c^3 = 4\pi \cdot c^2 dc = dv$ 是一个体积，等于由半径 $c+dc$ 与 c 所画出的同心球体积之差； dN 是速度在 c 与 $c+dc$ 之间的分子的数目，速度向量的端点正位于指出的体积以内。

研究方程式后可得， $a = \frac{h^3}{\pi^{3/2}}$ 以及 $h^2 = \frac{1}{a^2}$ ，式中 a 是在给定条件下大多数分子所具有的速度，即所谓分子的最可几速度；由此

$$dN = \frac{4N \cdot c^2}{a^3 \sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{c^2}{a^2}} \cdot dc;$$



$$y = \frac{dN}{Ndc} = \frac{4c^2}{a^3 \sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{c^2}{a^2}},$$

图 1

则 $y \cdot dc = \frac{dN}{N}$ 是速度在 c 与 $c+dc$ 之间的分子与分子总数之比（参看图 1 麦克斯威尔速度分布曲线和表 3）。

算术平均速度、均方根速度与最可几速度之间的关系

算术平均速度

$$\bar{c} = \frac{\int_0^{\infty} c dN}{N} = \frac{4}{a^3 \sqrt{\pi}} \int_0^{\infty} c^3 e^{-\frac{c^2}{a^2}} dc = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot a = 1.128a.$$

分子的 速度 分布 [40]

$$\alpha=1, dc=1\alpha$$

c	$\frac{1}{N} \cdot \frac{dN}{dc}$	$\frac{dN}{N} \cdot 1,000$	速度的界限
0.1	0.0223	2.2	0.1—0.2
0.2	0.0867	8.7	0.2—0.3
0.5	0.4394	43.9	0.5—0.6
0.9	0.8132	81.3	0.9—1.0
1.0	0.8302	83.0	1.0—1.1
1.1	0.8143	81.4	1.1—1.2
1.5	0.5359	53.6	1.5—1.6
2.0	0.1654	16.5	2.0—2.1
3.0	0.0025	0.3	3.0—3.1

均方根速度

$$\Omega^2 = \frac{\int_0^{\infty} c^2 dN}{N} = \frac{4}{\alpha^3 \sqrt{\pi}} \cdot \int_0^{\infty} c^4 \cdot e^{-\frac{c^2}{\alpha^2}} \cdot dc = \frac{3}{2} \alpha^2;$$

$$\Omega = \sqrt{\frac{3}{2}} \cdot \alpha = 1.2247\alpha_0$$

由此可見, $\alpha < \omega < \Omega_0$ 由条件 $\Omega^2 = \frac{3}{2} \alpha^2$ 得 $\alpha^2 = \frac{2}{3} \Omega^2$; 由方程式

$$pv = \frac{1}{3} N_1 \cdot m \cdot \Omega^2,$$

所得的 Ω^2 代入并化成克分子量, 得

$$\alpha^2 = \frac{2pv^3}{N_1 m} = 2 \left(\frac{R}{N_1} \right) \cdot \frac{T}{m} = \frac{2kT}{m},$$

式中 $k = \frac{R}{N_1}$ 是波立茨曼常数。具有 c 与 $c+dc$ 之間的速度分子数目的表示式 (分布定律) 为:

$$dN = \frac{4Nc^2}{\left(\frac{2kT}{m}\right)^{3/2} \sqrt{\pi}} \cdot e^{-\frac{mc^2}{2kT}} dc_0$$

速度超过 c_0 的分子数目 $N_{c_0}^{\infty}$ 将为

$$N_{c_0}^{\infty} = \frac{4N}{\left(\frac{2kT}{m}\right)^{3/2} \sqrt{\pi}} \int_{c_0}^{\infty} c^2 \cdot e^{-\frac{mc^2}{2kT}} \cdot dc = \frac{4N}{\sqrt{\pi}} \int_{x_0}^{\infty} x^2 \cdot e^{-x^2} \cdot dx,$$

式中 $x^2 = \frac{\frac{1}{2}mc^2}{kT}$

$$\text{又 } x_0^2 = \frac{\frac{1}{2}mc_0^2}{kT} = \frac{\frac{1}{2}m \cdot N_1 c_0^2}{k \cdot N_1 \cdot T} = \frac{E}{RT},$$

而 E 是对应于分子速度 c_0 的克分子动能。

由分部积分法，得

$$N_{c_0}^{\infty} = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{\sqrt{\pi}}{2} - \int_0^{x_0} e^{-x^2} \cdot dx + x_0 \cdot e^{-x_0^2} \right);$$

求解时需用到由表查出的对于不同的 x_0 积分 $\frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{x_0} e^{-x^2} dx$ 的值。

在物理化学中，当 $x_0^2 = \frac{E}{RT}$ 超过 30 时，有足够精确度取

$$\frac{N_{c_0}^{\infty}}{N} = \frac{2N}{\sqrt{\pi}} \cdot e^{-x_0^2} \left(x_0 + \frac{1}{2x_0} - \frac{1}{4x_0^3} + \frac{3}{8x_0^5} \dots \right).$$

如果考察的是两度空间而不是三度空间中的速度分布，将可得到简单的式子。这样得到的分布定律算出的数字结果与三度分布的结果没有显著差别，有时可应用它为计算之用。

如果分子有速度的分量在 u 与 $u+du$ 以及 v 与 $v+dv$ 之间， $u^2 + v^2 = c^2$ ，则速度在 c 与 $c+dc$ 之间的分子总数将为

$$dN = \frac{2N}{c^2} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot c \cdot dc = \frac{N}{kT} \cdot e^{-\frac{E}{kT}} \cdot dE,$$

式中 $c^2 = \frac{2kT}{m}$, $\frac{1}{2} mc^2 = \frac{E}{N_A}$, $k = kV_1$, 而 E 是克分子的动能。

克分子的能量超过给定值 E 的分子数目

$$N_E = N \cdot e^{-\frac{E}{kT}}.$$

2. 热量的单位和温度

物体状态的单值函数（温度）被广泛地用来作为这状态的参变数。

关于温度的初步概念是基于日常经验和对物体不同程度加热的感觉；温度了解为物体加热的程度；精确的概念是由热力学的尺度来给出的。

根据气体运动论，温度是由气体的内动能（ J ）来定的， $T = \frac{2}{3R} J$ （参看物质运动论）。

要决定温度就要应用一些仪器，仪器的刻度是由在温度的影响下物体的某些物理量和物理性质的变化来画出的。

更详细些，可参看铁路员工技术手册第一卷“热量的单位”和第二卷“温度的量度”。

3. 热容量

热容量了解为系统在任意过程中所吸收的热量对于相应的温度升高的比。

真热容量是在温度的变化为无限小的条件下定出的系统的热容量

$$C = \frac{dQ}{dt},$$

式中 dQ ——供给的热；

dt ——无限小的温度升高（在确定时需要指出决定真热容量时过程的特征、温度及压力）。

平均热容量是在温度的升高为有限量的条件下定出的系统的热容量

$$C_m = \frac{Q}{t_2 - t_1} = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} c dt,$$

式中 Q —— 供給的热；

t_1 和 t_2 —— 起始温度和最终温度。

在确定平均热容量时需要指出过程的特征、起始温度和最终温度、压力。

比热（真比热 c $\frac{\text{大卡}}{\text{公斤} \cdot \text{度}}$ 或平均比热 c_m $\frac{\text{大卡}}{\text{公斤} \cdot \text{度}}$ ）是物质单位质量的热容量。

原子热容量是克原子的化学元素的热容量，等于比热乘以原子量。

克分子热容量是克分子的物质的热容量，等于比热乘以分子量（真克分子热容量 μc ，平均克分子热容量 μc_m $\frac{\text{大卡}}{\text{公斤} \cdot \text{克分子} \cdot \text{度}}$ ）。

体积热容量是单位体积的气体的热容量 $\bar{c}$ ， $\bar{c} = c \gamma$ ，式中 γ 是在数值 c 为已知而 $\bar{c}$ 需要算出的那些条件下气体的比重。

经常在热工计算中用下式求 $\bar{c}$

$$\bar{c} = c \cdot \gamma_{0^\circ \text{C}, 760} = c \cdot \gamma_{\text{标准}} = \frac{\mu c}{22.4},$$

式中 c 或 μc 取在求 $\bar{c}$ 的那些条件下的值；

$\gamma_{0^\circ \text{C}, 760} = \gamma_{\text{标准}} = \frac{\mu}{22.4}$ 是在标准条件（ 0°C ，760公厘水银柱）下的比重。

概念的差别如下：在第一种情况，体积热容量是对于在要求 $\bar{c}$ 的那些条件下，包含在单位体积内的气体质量来定（质量是变的，与 p 和 t 有关）；在第二种情况，体积热容量是对于不变的气体质量来定，即在 0°C 和 760 公厘水银柱时包含在单位体积

內的質量。在第一种情况 $\bar{c}$ 的因次是 $\frac{\text{大卡}}{\text{立方公尺} \cdot \text{度}}$ ，在第二种情况是 $\frac{\text{大卡}}{\text{标准立方公尺} \cdot \text{度}}$ 。

定容热容量是在体积不变的条件下定出的系统的热容量，可以是真值或平均值，而且可以是定容比热，定容克分子热容量，定容体积热容量；记号： $c_v, \mu c_v, \bar{c}_v, c_{v,m}, \mu c_{v,m}, \bar{c}_{v,m}$ 。

系统的**定压热容量**在恒定的压力下定出，可以是真值或平均值，而且可以是定压比热，定压克分子热容量，定压体积热容量；记号： $c_p, \mu c_p, \bar{c}_p, c_{p,m}, \mu c_{p,m}, \bar{c}_{p,m}$ 。

对于理想气体，热容量只与温度有关，实际气体则表现出与压力或体积有关。

在大气压力下，在从 0 到 100°C 的范围内，实验数据的差异是：空气——1%，氢和氮——1.5%，氧——1.75%，氮——2.5%，二氧化碳——4.1%，一氧化二氮——8.0%，在更高的温度时，差异也更大。

气体的热容量，在不靠近凝結条件的状态时，随温度升高而增加，温度愈高，压力的影响也愈小；定压热容量給为 t 和 p 的函数，定容热容量給为 t 和 v 的函数（参看表 4）。

空气的 c_p $\frac{\text{大卡}}{\text{公斤} \cdot \text{度}}$

表 4

在 $p=1$ 大气压和各种温度 $t^\circ\text{C}$ 情况下

t	-100	-75	-50	-25	0	25	50	75	100	150	200	250
c_p	0.2385	0.2390	0.2394	0.2399	0.2405	0.2410	0.2415	0.2419	0.2424	0.2434	0.2443	0.2453
在 $t=0^{\circ}\text{C}$ 和各种压力的情况下												
p	1	20	60	100	140	180	220					
c_p	0.2405	0.2492	0.2656	0.2838	0.2985	0.3093	0.3183					
在 $t=250^{\circ}\text{C}$ 和各种压力的情况下												
p	1	20	60	100	140	180	220					
c_p	0.2453	0.2468	0.2500	0.2536	0.2566	0.2596	0.2622					

在工程計算中，常从这一前提出发，即二原子的气体的克分子热容量在不同的温度和压力下是一样的；三原子的气体已經不适用这一定則。

根据兰根和史累貝尔的说法，二原子气体的真克分子热容量

$$\mu c_v = 4.914 + 0.00106 t = 4.625 + 0.00106 T' \frac{\text{大卡}}{\text{克分子} \cdot \text{度}};$$

$$\mu c_p = 6.904 + 0.00106 t = 6.615 + 0.00106 T' \frac{\text{大卡}}{\text{克分子} \cdot \text{度}};$$

对于二氧化碳来说

$$\mu c_v = 7.805 + 0.00378 t = 6.774 + 0.00378 T' \frac{\text{大卡}}{\text{克分子} \cdot \text{度}};$$

$$\mu c_p = 9.795 + 0.00378 t = 8.764 + 0.00378 T' \frac{\text{大卡}}{\text{克分子} \cdot \text{度}};$$

对于水来说，在那些状态下，即当它在烟和空气中（高度过热，压力小于大气压）

$$\mu c_v = 7.488 + 0.00232 t = 6.855 + 0.00232 T' \frac{\text{大卡}}{\text{克分子} \cdot \text{度}};$$

$$\mu c_p = 9.478 + 0.00232 t = 8.845 + 0.00232 T' \frac{\text{大卡}}{\text{克分子} \cdot \text{度}}。$$

当真热容量与 $t^\circ\text{C}$ 线性相关时，这些关系换算成 T'° 绝对的函数得

$$\mu c = \mu a + \mu b t = \mu a' + \mu b T' \frac{\text{大卡}}{\text{克分子} \cdot \text{度}};$$

$$c = a + b t = a' + b T' \frac{\text{大卡}}{\text{克分子} \cdot \text{度}},$$

式中 $a' = a - 273 b$;

$$\bar{c} = \bar{a} + \bar{b} t = \bar{a}' + \bar{b} T' \frac{\text{大卡}}{\text{标准立方公尺} \cdot \text{度}},$$

式中 $\bar{a} = \frac{\mu a}{22.4}$, $\bar{b} = \frac{\mu b}{22.4}$; $\bar{a}' = \bar{a} - 273 \bar{b}$ 。

在線性相关的情况下

$$\mu c = \mu a + \mu b t, \quad c = a + b t, \quad \bar{c} = \bar{a} + \bar{b} t$$

从 t_1 到 t_2 (T_1 绝对到 T_2 绝对) 范围内的平均热容量表示式将为:

$$\begin{aligned} \mu c_m &= \mu a + \frac{\mu b}{2} (t_2 + t_1) = \frac{\mu c_m}{T_1} \\ &= \mu a + \frac{\mu b}{2} (T_2 + T_1), \end{aligned}$$

$$c_m = a + \frac{b}{2} (t_2 + t_1) = c_m = a + \frac{b}{2} (T_2 + T_1);$$

$$\bar{c}_m = \bar{a} + \frac{\bar{b}}{2} (t_2 + t_1) = \bar{c}_m = \bar{a} + \frac{\bar{b}}{2} (T_2 + T_1),$$

式中 μa , a , $\bar{a}$, μb , b , $\bar{b}$ 是真热容量表示式式中的一些系数。

根据1933年至1936年的分光镜研究数据, 理論計算得出了热容量的新数值。对于水来說, 当温度高于1900° (°) 时, 新数值比由更早些时代的数据得出的数值要小些; 而当温度較低时, 相反地, 新数值比旧数值大。对于二氧化碳来說, 新数值高于旧数值。对于二原子的气体来說, 研究証明, 关于它們的克分子热容量相等的一般假定是不成立的; 在足够高的温度下 (2000 ~ 2500° (°)), 不同的二原子气体的克分子热容量各不相同 (約相差6%)。在M·A·哈依洛夫的著作中, 可見到有关热容量的数据的討論和分析; 发表在尤斯季和史密特的著作中的一些热容量比較以前用量热計方法得到的一些热容量要更精确些。

表5和表6是根据尤斯季在常压下的真热容量和平均热容量。表7是根据史密特在常体积下的平均热容量。表8和表9是根据尤斯季和史密特的热容量方程式。M·A·哈依洛夫为了便于工程上的計算, 提出了一些簡化了的方程式, 用温度的線性函数来表示热容量; 这些方程式所給出的热容量对于表列数据精确度可达1% (參看表10与表11)。