

同軸圓筒形輻射真空計的絕對性*

李志岩 黃慕賢 潘震明

提 要

Klumb-Schwarz^[1]提出的同軸圓筒形輻射真空計,原則上可以作为低气压的絕對量具,然而由于迄今并未有人提出完整的灵敏度理論,因此限制了它作为絕對量具的可能性。本文敘述一种近似解法,可以得出灵敏度的絕對值,并从理論上决定其最佳几何結構。最后还对这种真空計的量程上下限作了討論。

一、引 言

在高真空的測量方面,利用分子动力学原理的輻射真空計或所謂 Knudsen 真空計具有特殊的优点:它可以同时測量气体和蒸汽的总压强,却又和气体或蒸汽的分子量无关;它的工作温度不高,也不用电場,因此沒有化学清除和电清除效应,測量时不会破坏被测对象,而且能够連續指示气压变化。除此以外,它最主要的特色还在于在低压强时刻度是綫性的,而且原則上是一种絕對真空計,即利用它的一些物理量可以直接算出相应的压强值。Knudsen^[2]首先得出,如果在真空容器中有两块距离为 h 的无限大的平行平板 A 、 B ,其温度各为 T_1 及 T_2 ,則在 h 远小于容器內气体分子的平均自由程长 $\bar{\lambda}$ 时,作用在 A 、 B 中任何一块上的单位面积純力 f 为¹⁾

$$f = \frac{1}{2} p \left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} + \sqrt{\frac{T_2}{T}} - 2 \right) \text{ 达因/厘米}^2, \quad (1)$$

此处 p 、 T 分别为容器中气体的压强(单位达因/厘米²)及温度(单位 °K)。当平板中的一块(假定为 B) 的温度就是容器温度 T 时,式(1)可簡化为下列形式:

$$f = \frac{1}{2} p \left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - 1 \right) \text{ 达因/厘米}^2, \quad (2)$$

此处假定 $T_1 > T$ 。由此可見,如果能測出 f 的大小,就可以算得压强 p (T_1 及 T 为已知)。

f 的測定可以用很多方法,最常見的如图1所示^[3-5]。一块方框形的鉚片,用石英細絲吊起,上面附有一块电流計用的小薄鏡子。鉚框的兩側分別有兩块固定的长条鉚片,可以加热到 T_1 。从悬吊着的鉚框尺寸和质量可以算出它的轉动慣量 I ,再用觀察到的迴摆周期 t ,可以得到单位角位移的回复力矩为

$$\tau = \frac{4\pi^2 I}{t^2}. \quad (3)$$

* 1962年1月31日收到;1962年4月21日收到修改稿。

1) 以下假定各平板的适应系数 (accommodation coefficient) 均相等。

如果以 θ 表示鉑框的旋轉角度, 則

$$\tau\theta = fQD, \quad (4)$$

此处 D 为鉑框的平均寬度, Q 为面对每一条鉑片的框面积。因此从式(2)、(3)、(4), 可得

$$p = \frac{2f}{\left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - 1\right)} = \frac{2\tau\theta}{QD\left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - 1\right)} = \frac{8\pi^2 I \theta}{QD\tau^2\left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - 1\right)}. \quad (5)$$

如果以小鏡的反光来測 θ , 以 x 为透明标尺的讀数, l 为标尺到鏡面的距离, 則因 $\theta = \frac{x}{l}$, 而

$$\begin{aligned} p &= \frac{4\pi I x}{QDl\tau^2\left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - 1\right)} \quad \text{达因/厘米}^2 \\ &= \frac{4\pi I x}{QDl\tau^2\left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - 1\right)} \times 0.75 \times 10^{-3} \text{ 托}, \end{aligned} \quad (6)$$

式中 I 、 D 、 τ 、 Q 、 l 都是常数 (单位为厘米-克-秒制), 而 T_1 、 T 和 x (单位厘米) 都可以測定, 这样就可以算得 p 值。

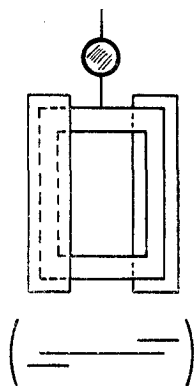


图1 平板型 Knudsen 計結構示意图

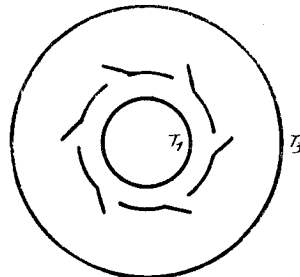


图2 Klumb-Schwarz 計結構示意图

上述結構的主要缺点在于細微震动对于仪器稳定性干扰甚大, 因此 Klumb-Schwarz^[1] 提出了另外一种式样, 如图 2 所示。他把平板改为两个同心圓筒, 在圓筒的温度 $T_1 > T_2$ 时, 在两个圓筒之間运动的气体分子将传递能量, 因此他在它們之間挂一个很輕的鋁制薄圓筒, 上面用刀刻成几个斜叶窗, 称为“鋁籠”, 也用吊絲和鏡子挂起来, 这样作用在叶片上的分子力将使鋁筒轉过一角度 θ , 实验証明

$$p = \frac{k\theta}{\sqrt{\frac{T_1}{T_2}} - 1}, \quad (7)$$

此处 k 为常数。这种装置由于具有对称性, 因此对于震动是比較不灵敏的; 測量下限可以达到 10^{-7} 托級, 而且校准曲綫在压强 p 小于 10^{-2} 托的低压区域内是十分綫性的 (见图 3)。因此在所有的高真空量具中, 看来它是一种最可期許的型式。

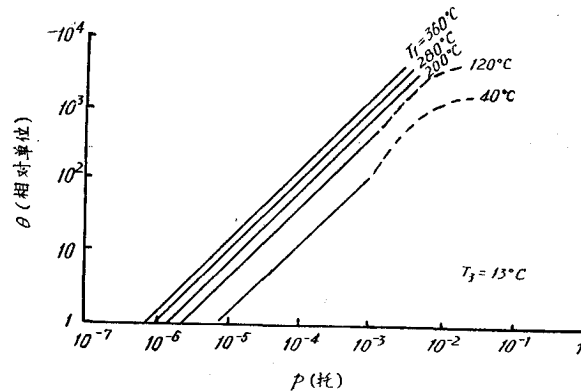


图3 Klumb-Schwarz 計的典型特性曲綫

然而不幸的是, Klumb-Schwarz 計的特性方程(7)虽然与式(5)十分相似, 但它的 k 是什么, 迄今尚未有人提出完整的理論推导, 因此限制了它作为绝对量具的可能性. 本文叙述一种近似解法, 并由此对这种真空計的最佳設計作了討論.

二、同軸圓筒形輻射真空計理論

在討論图 2 的結構以前, 可以先了解一下三块无限大的平行平板放置在真空中时其中間一块的受力情况. 图 4 表示温度各为 T_1 、 T_2 、 T_3 的三块平板 A 、 B 、 C , 作用在 B 板

单位面积上的力 f_1 根据式(1)应为

$$f_1 = \frac{1}{2} p \left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} + \sqrt{\frac{T_2}{T}} - 2 \right); \quad (8)$$

而反方向作用在 B 板单位面积上的力则为

$$f_2 = \frac{1}{2} p \left(\sqrt{\frac{T_3}{T}} + \sqrt{\frac{T_2}{T}} - 2 \right). \quad (9)$$

因此作用在 B 板上的总力为

$$f = f_1 - f_2 = \frac{1}{2} p \left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - \sqrt{\frac{T_3}{T}} \right), \quad (10)$$

而和 B 板本身的温度 T_2 无关^[6]. 如 $T_1 > T_3$, 则 B 板受到的力为离开 A 板的方向.

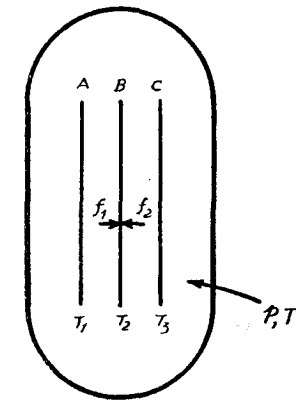


图4 在真空中的三块平行平板

现在将 A 、 B 、 C 卷成半径不同的同軸圓筒, 如图 5 所示. 如果将 B 板上刻出斜叶窗, 則結果就是图 2. 在斜叶窗的面积不大时, Klumb-Schwarz 計将近似于这种封闭圓筒的形式. 同样也考虑这些圓筒是无限高的, 那么我們就可以只考虑它垂直于中心軸的截面, 如图 6 所示. 設規管内部的气体压强为 p 、温度为 T , 規内气体分子总数为 N , 而且滿足分配定律, 則图 6 所示的 $\vec{R} - \vec{\phi}$ 平面内有 $\frac{2}{3}N$ 个分子在运动, 則单位時間內分子在 $d\phi$ 方向与 B 上单位面积元的碰撞次数为

$$\frac{2}{3} n \frac{d\phi}{2\pi} v \sin \phi,$$

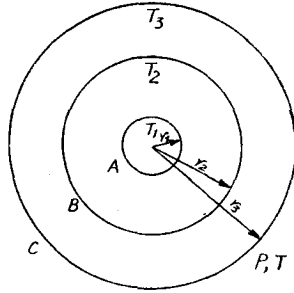


图5 在真空中的三个同軸圓筒

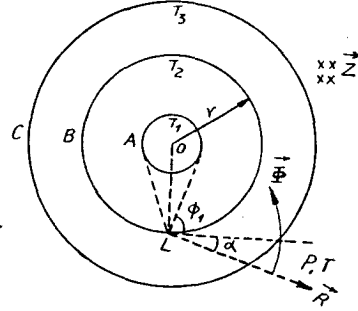


图6 Klumb-Schwarz 計垂直于中心軸的截面

此处 n 和 v 分别表示在 p, T 时的气体分子浓度和方均根速率。

現在在 B 板上切出小叶片 L , 和 B 筒的切綫作 α 角, 則与叶片 L 碰撞的分子在 L 的法綫方向的动量分量为

$$\frac{2}{3} n \frac{d\phi}{2\pi} v \sin \phi \cdot m v \sin \phi = \frac{1}{3\pi} m n v^2 \sin^2 \phi d\phi,$$

此处 m 为分子質量。如分子和叶片所作的碰撞是完全弹性的, 則动量的变化为

$$2 \cdot \frac{1}{3\pi} m n v^2 \sin^2 \phi d\phi.$$

因此 L 上单位面积所受的力为

$$\begin{aligned} f &= \frac{2m}{3\pi} \left[(n_3 v_3^2 - n_2 v_2^2) \int_0^a \sin^2 \phi d\phi + (n_2 v_2^2 - n_3 v_3^2) \int_a^{a+\phi_1} \sin^2 \phi d\phi + \right. \\ &\quad \left. + (n_1 v_1^2 - n_3 v_3^2) \int_{a+\phi_1}^{a+\phi_1+(\pi-2\phi_1)} \sin^2 \phi d\phi + \right. \\ &\quad \left. + (n_2 v_2^2 - n_3 v_3^2) \int_{a+\phi_1+(\pi-2\phi_1)}^{\pi} \sin^2 \phi d\phi \right] = \\ &= \frac{2m}{3\pi} \left[(n_1 v_1^2 - n_3 v_3^2) \left(\frac{\pi}{2} - \phi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\phi_1 \cos 2\alpha \right) + \right. \\ &\quad \left. + (n_2 v_2^2 - n_3 v_3^2) \left(\phi_1 - \alpha + \frac{1}{2} \sin 2\alpha - \frac{1}{2} \sin 2\phi_1 \cos 2\alpha \right) \right], \end{aligned} \quad (11)$$

此处 $n_1, n_2, n_3, v_1, v_2, v_3$ 分别表示相当于温度 T_1, T_2, T_3 的分子浓度及其方均根速率, 而

$$\phi_1 = \arccos \frac{r_1}{r} \quad (12)$$

为 L 点对圓筒 A 所作切綫与圓筒 B 切綫之間的夾角(見图 6)。

考虑到在超稀薄 ($h \ll \lambda$) 状态下平衡条件为: 在相反方向通过任何小面积的分子数应相等, 因此在 AB 空間內,

$$n_1 v_{a1} = n_2 v_{a2}; \quad (13)$$

而在 BC 空間內,

$$n_2 v_{a2} = n_3 v_{a3}, \quad (14)$$

此处 v_{a1}, v_{a2}, v_{a3} 分别为相当于 T_1, T_2, T_3 的气体分子平均速率。再根据在圓筒两端单位時間內进入的分子数应等于离去的分子数, 因此在 AB 层的一端有下列条件:

$$\frac{1}{4} n_1 v_{a1} + \frac{1}{4} n_2 v_{a2} = \frac{1}{4} n v_a; \quad (15)$$

而在 BC 层的一端有

$$\frac{1}{4} n_2 v_{a2} + \frac{1}{4} n_3 v_{a3} = \frac{1}{4} n v_a. \quad (16)$$

再因为

$$\frac{v}{v_a} = \frac{v_1}{v_{a1}} = \frac{v_2}{v_{a2}} = \frac{v_3}{v_{a3}} = \sqrt{\frac{3\pi}{8}}, \quad (17)$$

及

$$p = \frac{1}{3} m n v^2, \quad (18)$$

以式(13)至(18)代入式(11),就可以得到

$$f = \frac{p}{\pi} \left[\left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - \sqrt{\frac{T_3}{T}} \right) \left(\frac{\pi}{2} - \phi_1 + \frac{1}{2} \sin 2\phi_1 \cos 2\alpha \right) + \right. \\ \left. + \left(\sqrt{\frac{T_2}{T}} - \sqrt{\frac{T_3}{T}} \right) \left(\phi_1 - \alpha + \frac{1}{2} \sin 2\alpha - \frac{1}{2} \sin 2\phi_1 \cos 2\alpha \right) \right]. \quad (19)$$

在 ABC 各为平行平板时, $\phi_1 = 0$, $\alpha = 0$, 上式化为

$$f = \frac{p}{2} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - \sqrt{\frac{T_3}{T}} \right). \quad (20)$$

实际上这就是式(10),因此极限条件是满足的.

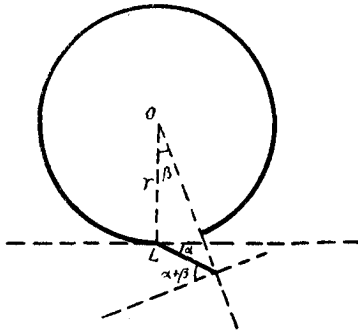


图7 考虑叶片宽度后的截面

以上的推导中我們假设叶片是非常微小的,以致成为圆筒 B 上的一个小点,但实际上叶片具有一定的宽度,即叶片上的各点离中心 O 的距离 r 是不等的,且叶片上每点的 α 也都不一样,这样就使数学计算十分复杂.现在采用合理的近似,令叶片足够小,以使它在圆筒 B 中所对应的圆心角为 β 时(见图7)整块叶片所受的力为

$$F = Q \cdot f', \quad (21)$$

此处 Q 为每块叶片 L 的面积, f' 为式(19)中的 f 用 r' 、 α 用 α' 代入的结果,而 r' 及 α' 有下列关系:

$$\begin{cases} r' = \frac{r \cos \alpha}{\cos \left(\alpha + \frac{\beta}{2} \right)}, \\ \alpha' = \alpha + \frac{\beta}{2}. \end{cases} \quad (22)$$

$$\alpha' = \alpha + \frac{\beta}{2}. \quad (23)$$

于是式(21)可写为

$$F = Q \cdot \frac{p}{\pi} \left[\left(\sqrt{\frac{T_1}{T}} - \sqrt{\frac{T_3}{T}} \right) \left(\frac{\pi}{2} - \arccos \frac{r_1}{r'} + \frac{\cos 2\alpha'}{2} \frac{r_1}{r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right) + \right. \\ \left. + \left(\sqrt{\frac{T_2}{T}} - \sqrt{\frac{T_3}{T}} \right) \left(\arccos \frac{r_1}{r'} - \frac{\cos 2\alpha'}{2} \frac{r_1}{r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} + \frac{1}{2} \sin 2\alpha' - \alpha' \right) \right]. \quad (24)$$

因为在实际装置中 C 是外壳; B 是薄金属圆筒, 且为了力矩能大一些往往做得接近于 C , 因此可使实验条件近似地满足 $T_2 = T_3 = T$, 于是式(24)可简化为

$$\begin{aligned} F &= \frac{Qp}{\pi} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_3}} - 1 \right) \left(\frac{\pi}{2} - \arccos \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right) = \\ &= \frac{Qp}{\pi} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_3}} - 1 \right) \left(\arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right). \end{aligned} \quad (25)$$

設圓筒 B 上的叶片共有 K 块, 則作用在这些叶片上的力所产生的总扭轉力矩为

$$\frac{KQp}{\pi} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_3}} - 1 \right) \left(\arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right) r' \sin \alpha'.$$

如以 θ 表示籠子的旋轉角度, 則因为

$$\tau\theta = \frac{KQp}{\pi} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_3}} - 1 \right) \left(\arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right) r' \sin \alpha', \quad (26)$$

同样从式(3)可知

$$\frac{4\pi^2 I \theta}{t^2} = \frac{KQp}{\pi} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_3}} - 1 \right) \left(\arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right) r' \sin \alpha', \quad (27)$$

或

$$p = \frac{4\pi^3 I \theta}{KQ t^2 \left(\arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right) r' \sin \alpha'} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_3}} - 1 \right)^{-1}. \quad (28)$$

如用灯及标尺測 θ , 以 x 为透明标尺的讀数, l 为标尺到鏡面的距离, 則

$$p = \frac{4\pi^3 I x}{KQ t^2 l r' \sin \alpha' \left(\arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right)} \left(\sqrt{\frac{T_1}{T_3}} - 1 \right)^{-1} \text{ 达因/厘米}^2. \quad (29)$$

因此在 p 的单位为托时, 式(7)中的 k 可定为

$$k = \frac{4\pi^3 I}{KQ t^2 r' \sin \alpha' \left(\arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right)} \times 0.75 \times 10^{-3}, \quad (30)$$

也就是 Klumb-Schwarz 真空計的灵敏度。由此可将它作为絕對量具。

三、最佳鋁籠結構的決定

式(30)所示的 k 值决定了 Klumb-Schwarz 真空計的灵敏度, 它被 r' 及 α' 所決定。因此可以从理論上选择叶片的最佳斜角和鋁籠的半径, 也就是說可以选择一个最佳鋁籠結構以获得最大的 k 。

为了求得最佳的 α' , 可将式(30)对 α' 微分, 并使它等于零, 即

$$\frac{d}{d\alpha'} [\sin \alpha' \cos 2\alpha'] = 0, \quad (31)$$

由此得

$$-2 \sin 2\alpha' \sin \alpha' + \cos \alpha' \cos 2\alpha' = 0,$$

或

$$(\alpha')_{\text{最佳}} = 24^\circ. \quad (32)$$

驗證,得

$$\frac{d^2}{d^2\alpha'} [\sin \alpha' \cos 2\alpha'] /_{\alpha'=24^\circ} = (-4 \sin 2\alpha' \cos \alpha' - 5 \cos 2\alpha' \sin \alpha') /_{\alpha'=24^\circ} < 0,$$

因此鋁籠葉片的最佳斜角为 24° .

再求最佳的 r' , 将式(30)对 r' 微分并使它等于零, 我們有

$$\frac{d}{dr'} \left[\arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} \right] = 0, \quad (33)$$

或

$$\begin{aligned} \arcsin \frac{r_1}{r'} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} - \frac{r'}{\sqrt{1 - \left(\frac{r_1}{r'}\right)^2}} \frac{r_1}{r'^2} - \\ - \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{r'^2} \sqrt{r'^2 - r_1^2} + \frac{r_1 \cos 2\alpha'}{2\sqrt{r'^2 - r_1^2}} = 0. \end{aligned} \quad (34)$$

令

$$y = \frac{r_1}{r'}, \quad (35)$$

則式(34)可写为

$$\arcsin y - \frac{y}{\sqrt{1 - y^2}} \left[1 - \frac{y^2 \cos 2\alpha'}{2} \right] = 0. \quad (36)$$

以最佳 α' 角即 24° 代入上式, 得

$$\arcsin y = \frac{y}{\sqrt{1 - y^2}} \left[1 - \frac{0.67y^2}{2} \right], \quad (37)$$

由此解得

$$y = 0.45. \quad (38)$$

从式(35)可知

$$r' = \frac{1}{0.45} r_1 = \frac{20}{9} r_1. \quad (39)$$

驗證,得

$$\begin{aligned} \frac{d}{dy} \left[\arcsin y - \frac{y}{\sqrt{1 - y^2}} \left(1 - \frac{0.67y^2}{2} \right) \right] /_{y=0.45} = \\ = \left[\frac{1}{\sqrt{1 - y^2}} + \frac{0.67y^2}{\sqrt{1 - y^2}} - \left(1 - \frac{0.67y^2}{2} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{1 - y^2}} + \frac{y^2}{(1 - y^2)^{3/2}} \right) \right] /_{y=0.45} < 0, \end{aligned}$$

因此在 $\gamma':\gamma_1 = 20:9$ 时可得到最佳灵敏度.

四、Klumb-Schwarz 真空計的量程上下限

式(30)表示 Klumb-Schwarz 計的灵敏度和 γ_3 无关, 但这并不意味着圓筒 C 的半径容許选择为任意值. 因为在所有推导的原始假定中, 都已经考虑了 $\lambda \gg h$, 当圓筒間的距离 h 变得过大时, 满足这个不等式的 λ 就要随之增大, 因而能量測的压强 p 值就变小. 由此可見, Klumb-Schwarz 真空計的量程上限实际上也决定于 γ_3 的值.

Klumb-Schwarz 真空計的量程下限取決於靈敏度和對機械震動的敏感性, 此外還受到電磁輻射力的限制。已知從溫度為 T_1 的板到達溫度為 T_3 的板 ($T_1 > T_3$) 的電磁輻射力為

$$R = \frac{4}{3} \frac{\sigma \epsilon}{c} (T_1^4 - T_3^4) \text{ 達因/厘米}^2, \quad (40)$$

此處 ϵ 為輻射表面的發射常數, σ 為 Stefan 常數, c 為光速。表 1(a) 及 1(b) 分別列出了各種溫度下在 $\epsilon = 1$ 及 $\epsilon = 0.05$ 時 $\frac{R}{R+f}$ 的百分數 (f 根據 $f = \frac{p}{2} \left[\sqrt{\frac{T_1}{T_3}} - 1 \right]$ 計算)。

表 1 各種溫度下電磁輻射力佔總力的百分數

(a) $T_3 = 293^\circ\text{K}$, $\epsilon = 1$			(b) $T_3 = 293^\circ\text{K}$, $\epsilon = 0.05$		
$T_1 - T_3 (^{\circ}\text{K})$	p (托)	$\frac{R}{R+f}$	$T_1 - T_3 (^{\circ}\text{K})$	p (托)	$\frac{R}{R+f}$
10	10^{-6}	19%	10	10^{-6}	1%
	10^{-7}	70%		10^{-7}	11%
	10^{-8}	96%		10^{-8}	54%
60	10^{-6}	25%	60	10^{-6}	2%
	10^{-7}	76%		10^{-7}	14%
	10^{-8}	97%		10^{-8}	62%
100	10^{-6}	29%	100	10^{-6}	2%
	10^{-7}	80%		10^{-7}	17%
	10^{-8}	98%		10^{-8}	67%

從表 1 中可以看出,如使用玻璃 ($\epsilon = 0.94 \approx 1$),則在 $p = 10^{-6}$ 托時電磁輻射力在總力中所佔的百分數已超過 20%; 但如選用光亮的鋁 ($\epsilon = 0.05$),則在 $p = 10^{-6}$ 托時電磁輻射力在總力中僅佔 1—2%, 在 $p = 10^{-7}$ 托時還不超過 20%, 因此選用 ϵ 很低的材料可以拓展 Klumb-Schwarz 真空計的量程下限。這種電磁輻射力對 Klumb-Schwarz 計的低壓強測定限制十分類似於自發 X 射線對熱陰極電離真空計的限制。此外因為玻璃外殼容易積聚電荷吸住圓筒 B, 使這種計不能測定含有離子的氣體, 所以使用 ϵ 很低的金屬材料作為計管外殼來進行 $10^{-7} \sim 10^{-8}$ 托級的低氣壓絕對測定也許是比較恰當的。

本文系作者畢業論文的一部分, 在華中一先生的指導下進行。作者並對復旦大學電真空實驗室其他同志的協助表示感謝。

參 考 文 獻

- [1] Klumb, H., Schwarz, H., *Z. Physik*, **122** (1944), 418.
- [2] Knudsen, M., *Ann. Physik*, **31** (1910), 633.
- [3] Knudsen, M., *Ann. Physik*, **32** (1910), 809.
- [4] Todd, G. W., *Phil. Mag.*, **38** (1919), 381.
- [5] Steckelmacher, W., *Vacuum* **1** (1951), 266.
- [6] Lockenvitz, A. E., *Rev. Sci., Instrum.*, **9** (1938), 417.

THEORY OF KLUMB-SCHWARZ TYPE RADIOMETER GAUGE

LEE Z. Y., WANG M. Y., PAN Q. M.

ABSTRACT

Klumb-Schwarz type radiometer gauge (Knudsen gauge) is an absolute gauge for high vacuum measurements, but since its theoretical sensitivity is so far unknown, in practice it needs calibration against another absolute gauge (e. g. McLeod). In this paper a simple theory to determine the sensitivity of a Klumb-Schwarz gauge is described. The optimum angle of the vane is decided as 24° by theoretical considerations. It is further shown that in this gauge the force due to electromagnetic radiations limits the lower range and is something in analogue with the soft X-ray effect in conventional hot-cathode ionization gauges.