

热阴极电离真空计的线性理论*

华 中 一

提 要

从繁流放电理论可直接导出热阴极电离真空计的特性方程,证明通常的概念即在热计的电子流 i_e 一定时其离子流 i_+ 与压强 P 成正比的关系,只在离子流甚小于电子流时才能成立. 在被测气体的压强较高时,离子流和压强之间呈现下列指数关系:

$$\frac{i_+}{i_e} = 1 - e^{-(K_1 P - K_2 P^2)}$$

(K_1 及 K_2 为常数),且随着压强的增长而逐步趋于饱和. 进一步的推导则得出,当容许测量误差为 1% 时,热计的线性上限(临界压强)为

$$P_c = \frac{0.02}{\Gamma},$$

此处 Γ 为热计的灵敏度.

这种理论可以容易地解释近年来一些实验工作者例如 Nottingham^[5], Schultz^[6], Goto^[3], Hinzpeter^[7] 等的实验结果. 此外我们还使用了特殊设计的“封闭式”电离计作实验,得到的结果和理论预计十分符合. 这种电离计本身则可用作 $10^{-7} \sim 0.6$ 托¹⁾ 的宽程量具.

一、引 言

在高真空及超高真空的测量工作中,三极管式热阴极电离真空计(以下简称热计)使用得最为广泛. 它的结构及基本线路如图 1 所示. 在低压强下,从热阴极 F 发射的电子飞向带有正电势¹⁾ V_a ($V_a >$ 气体的电离电势 V_i) 的板极 A (称为“加速极”),在飞行过程中和管内气体分子发生第一类非弹性碰撞,使气体分子电离,所产生的离子则被带有负电势 V_c 的栅极 C (称为“离子收集极”或“收集极”)所收集. 这种热计的电离特性一般认为可用下式表示:

$$\frac{i_+}{i_e} = \Gamma P, \quad (1)$$

此处 i_+ 为收集极得到的离子流、 i_e 为加速极得到的电子流、 P 为管内气体的压强,而 Γ 称为热计的“灵敏度”(单位为托⁻¹),在计管的几何结构、所用各极电压及被测气体的种类一定时为常数.

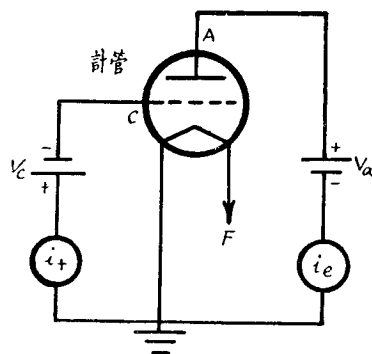


图 1 热计的基本线路(正接)
 F ——灯丝; A ——加速极;
 C ——收集极

* 1962 年 1 月 31 日收到; 1962 年 4 月 30 日收到修改稿.

1) 本文所述电势正负均对阴极而言.

式(1)表示,在 i_e 維持一定时,

$$P = \frac{1}{\Gamma} \frac{i_+}{i_e} \quad (2)$$

$$= \frac{i_+}{K}, \quad (3)$$

此处 K 为常数,即 P 和 i_+ 之間存在綫性关系,如图 2 所示,由此即可从量得的离子流值 i_+ 来标志相应的气压值 P .

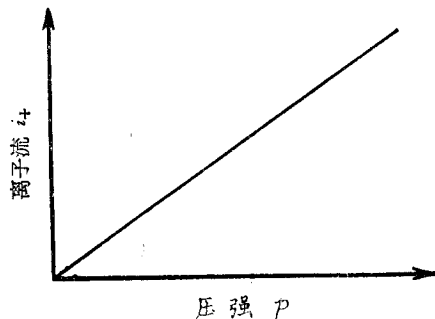


图 2 在 i_e 一定时式(1)的图示

自从 Buckley^[1] 提出这种量具以后 40 余年来,式(3)所示的 $P - i_+$ 綫性关系曾在一定的压强范围内(絕大多数为 $10^{-3} \sim 10^{-6}$ 托)得到很多的实验証明,因而无数真空工作者对式(1)所示的形式深信不疑,而把較高压强和較低压强时 $P - i_+$ 关系对直綫的偏离归之于計管的其他非本质原因如清除作用、电极放气或自发 X 射綫影响等.

然而实验証明,在被测压强較高时,这种“綫性偏离”是极其显著的. 早在 1919 年 So^[2] 就指出,只有在 $P < 1 \times 10^{-3}$ 托时 i_+ 和 P 的关系才是綫性的;而在 1960 年 Goto^[3] 发表了利用在 10^{-3} 托时誤差为 $\pm 1\%$ 的标准麦克劳真空計对热計作較精确的校准,依旧得到了同样的結果(他所用的热計 Γ 为 20 托⁻¹). 至于造成偏离的原因,除了 Dushman-Found^[4] 认为由于計管内部空間电荷的影响过大外,Nottingham^[5]、Schultz^[6] 和 Hinzpeter^[7] 则认为在 P 較大时 i_+/i_e 的比值太大,式(1)就将不能滿足. 然而这些也仅限于实验結果的討論,而沒有从理論上闡明它們的原因. 这是因为,虽然热計在真空工作中使用的数以万計,但对它的特性方程的較完整的理論推导迄今尚不存在. 从已发表的一些文献^[8-11] 看来,这种推导或者是不完全的,或者是只加以定性的叙述,然后臚列实验結果.

本文将从繁流放电的近似理論出发,对热計的 i_+ 与 P 的关系作出理論分析,計算出綫性偏离时的临界压强值,并以此对低真空用热計的設計原則提出討論.

二、特性方程的导出

考虑到在普通的同軸圓筒形三极管式热計中,絕大部分电子的飞行路径处于电势相近的場中,而且在压强較低时电子和气体分子的碰撞机会不多,因此可以近似地认为每个电子的能量条件大致相同,这样电离过程就可以用电子繁流理論来描写.

根据 Townsend 的电子繁流理論,我們可以把一个电子在阴极到加速极方向的每一单位长度(厘米)所形成的正离子数目(在假定离子为单荷时这也就是形成的新的自由电子数目)称为气体的体积电离系数,用 α 来表示. 在忽略了正离子从加速极至阴极方向所可能产生的电离(β 过程)、各种表面电离或次级发射現象(γ 过程)和可能的电子-离子复合,而且假定加速极和收集极能分別得到所有的电子和离子(即“收集效率”=1)后,則

$$v_+ = v_0 [e^{\int_{r_i}^a \alpha dr} - 1], \quad (4)$$

此处 v_0 为单位时间内阴极发射的电子数, v_+ 为单位时间内产生的离子数, r 为电子飞行的方向, r_i 为电子从能量为 0 至 eV_i (e 为电子电荷) 所必须经过的程长, r_a 为电子飞行的全程长, 在热计“正接”(即和通常三极管一样为正板极负栅极, 见图 1) 时, r_a 就等于阴极至加速极的距离. 在碰撞电离所产生的离子均为单荷时, 式(4)的两边可各乘以电子电荷 e 而得到离子流为

$$i_+ = i_0 \left[e^{\int_{r_i}^{r_a} a dr} - 1 \right], \quad (5)$$

此处 i_0 为阴极发射的电子流. 同时, 加速极得到的电子流为

$$i_e = i_0 e^{\int_{r_i}^{r_a} a dr}. \quad (6)$$

比较式(5)及(6), 可得

$$\frac{i_+}{i_e} = \frac{i_0 \left[e^{\int_{r_i}^{r_a} a dr} - 1 \right]}{i_0 e^{\int_{r_i}^{r_a} a dr}} = 1 - e^{-\int_{r_i}^{r_a} a dr}. \quad (7)$$

如果使用 Townsend 求得的系数 α 和离子动力学联系起来的近似关系 (这种近似关系虽然并不完全符合繁流放电的实际情况, 但实验证明还是准确的^[12]), 则

$$\alpha = N e^{-\frac{r_i}{\lambda_e}} \cdot W, \quad (8)$$

此处 λ_e 为电子在气体中的平均自由程长, 单位为厘米; N 则为在忽略不规则热运动时电子在 r 方向走过 1 厘米路程中与气体分子碰撞的次数; W 为电离几率, 和碰撞时电子所具有的能量以及气体种类有关. 因此在气体种类一定时,

$$W = W(V, r).$$

因为

$$N = \frac{1}{\lambda_e}, \quad (9)$$

且 λ_e 反比于压强 P (单位托), 所以

$$N = N_0 P, \quad (10)$$

此处 N_0 为比例常数, 也就是电子在单位压强 (1 托) 下经过单位路程 (1 厘米) 所作的碰撞次数. 以式(9)及(10)代入(8), 得

$$\alpha = N_0 P e^{-N_0 P r_i} \cdot W. \quad (11)$$

因为在低压强时 r_i/λ_e 很小, 即 $N_0 P r_i$ 很小, 因此式(11)可近似地写为

$$\alpha = N_0 P (1 - N_0 P r_i) \cdot W = (N_0 P - N_0^2 r_i P^2) W. \quad (12)$$

代入式(7), 得

$$\frac{i_+}{i_e} = 1 - e^{-\int_{r_i}^{r_a} (N_0 P - N_0^2 r_i P^2) W dr}. \quad (13)$$

在电离計內压强是处处均匀的,因此上式指数中的括号部分可以从积分号中取出,即

$$\frac{i_+}{i_e} = 1 - e^{-\left(N_0 P - N_0^2 r_i P^2\right) \int_{r_i}^a W dr} = 1 - e^{-(K_1 P - K_2 P^2)}, \quad (14)$$

此处 K_1 和 K_2 在 $\int_{r_i}^a W dr$ 一定时均为常数:

$$\begin{cases} K_1 = N_0 \int_{r_i}^a W dr; \\ K_2 = N_0^2 r_i \int_{r_i}^a W dr. \end{cases} \quad (15)$$

$$\begin{cases} K_1 = N_0 \int_{r_i}^a W dr; \\ K_2 = N_0^2 r_i \int_{r_i}^a W dr. \end{cases} \quad (16)$$

式(14)就是热計特性方程比較严格的形式。在 P 小时, $\frac{r_i}{\lambda_e} \ll 1$, 从式(9)和(10)可知, 这就是 $r_i N_0 P \ll 1$, 即 $K_1 P \gg K_2 P^2$, 因此式(14)变为

$$\frac{i_+}{i_e} = 1 - e^{-K_1 P} \quad (17)$$

$$= K_1 P - \frac{1}{2} (K_1 P)^2 + \frac{1}{6} (K_1 P)^3 - \dots \quad (18)$$

在 $K_1 P < 1$ 时, 式(18)是一个收敛得很快的級数, 而在满足¹⁾

$$K_1 P \ll 1 \quad (19)$$

时, 式(18)中 P 的一次方以上各項比之于第一項都可以忽略, 而近似地有

$$\frac{i_+}{i_e} = K_1 P \quad (20)$$

$$= N_0 P \int_{r_i}^a W dr. \quad (21)$$

式(20)就是式(1), 其中

$$\Gamma = K_1 = N_0 \int_{r_i}^a W dr. \quad (22)$$

式(21)显然就是 Моргулис 理論的形式^[8], 这說明 Моргулис 理論实际上是滿足了不等式(19)后的一种近似。如果再假定能量大于 ϵV_i 的电子在每次碰撞气体分子后都能产生离子, 且在一般工作条件下 $r_a \gg r_i$, 則式(21)可写为

$$\frac{i_+}{i_e} = N_0 P r_a. \quad (23)$$

引入式(10)及(9)的关系, 得出

$$\frac{i_+}{i_e} = \frac{r_a}{\lambda_e}, \quad (24)$$

1) 容易算得, 一般热計中 r_i 約为 10^{-2} 厘米数量級, 这相当于 $P = 1$ 托时的 λ_e 值, 但在 $P = 10^{-2}$ 托时, $\frac{1}{\lambda_e}$ 已为 100 数量級, 因此 $\frac{r_i}{\lambda_e} \ll 1$ 容易滿足, 而 $\frac{1}{\lambda_e} \ll 1$ 不容易滿足, 也就是存在滿足 $K_1 P \gg K_2 P^2$ 但不滿足 $K_1 P \ll 1$ 的情况。

这就是 Jaeckel 理论的形式^[10], 它的物理意义是电子每次碰撞产生 1 个离子, 因此离子流和电子流之比就是在电子飞行全程中发生碰撞的次数.

为了严格起见, 我们或者还可以引入栅极对电子渗透率以及管内因温度不均匀 (使 λ_e 发生变化) 而引起的灵敏度误差. 根据 Моргулис, 它们所引起的变化可以分别用无量纲的真分数 A 和 B 表示, 因而式(22)应改写为

$$\Gamma = ABN_0 \int_{r_i}^{r_a} W dr; \quad (25)$$

如果再考虑到在管内靠近阴极的部分空间所产生的离子将返回阴极而不被记录在 i_+ 内, 则还要乘以一个百分数 C , 而有

$$\Gamma = ABCN_0 \int_{r_i}^{r_a} W dr. \quad (26)$$

然而这些都不影响 Γ 和 i_+ 之间基本关系的形式.

三、线性理论的讨论

从以上的理论推导可以得到如下的结果:

(i) 因为 Γ 和 $\int_{r_i}^{r_a} W dr$ 有关, 其中 W 又随气体种类的不同而异, 因此 Γ 和气体的种类有关.

(ii) Γ 和 $\int_{r_i}^{r_a} W dr$ 有关, 而 W 为正值, r_i 在各极电压一定时为定值, 因此如果要增大 Γ , 具体的办法之一就是增大 r_a 值 (例如使用正栅极负板极的“反接”, 或用磁场延长电子飞行路径).

(iii) $\int_{r_i}^{r_a} W dr$ 还和极间电势的分布情况有关, 因此在电极电压改变成空间电荷影响电势分布时, Γ 将随之而变. 此外, 如果将电极结构及各极电压设计为电子飞行路径的绝大部分位于大于 V_i 的场中, 则 Γ 值将增大.

以上三个结论早已为无数的实验所证明.

除此以外, 从上述理论还可以得到下面一些重要结果:

(iv) 只有在满足不等式(19)即 $K_1 P \ll 1$ 时, i_+ 和 P 的线性关系才成立. 为此我们可以把式(19)称为“线性条件”. 从式(20)可知, 就一级近似而言, $K_1 P$ 就是 $\frac{i_+}{i_e}$, 因此线性条件实际上就是

$$\frac{i_+}{i_e} \ll 1. \quad (27)$$

对于这个条件, Nottingham^[5] 曾根据实验结果认为 $\frac{i_+}{i_e}$ 的上限为 0.1, 大于这个数值时线性关系将不能维持; 而 Schultz^[6] 则认为上限为 0.02.

可以从理論上判別一下他們实验結果分歧的原因。在 K_1P (即 $\frac{i_+}{i_c}$) 不 $\ll 1$, 但 < 1 时, 容或要保留式(18)中的第二項, 即

$$\frac{i_+}{i_c} = K_1P - \frac{1}{2}(K_1P)^2. \quad (28)$$

比較这两項就可以知道, 綫性偏离的百分数 ζ 实际上就是

$$\zeta = \frac{-\frac{1}{2}(K_1P)^2}{K_1P} = -\frac{1}{2}(K_1P) = -\frac{1}{2}\left(\frac{i_+}{i_c}\right), \quad (29)$$

此处負号表示向离子流小的方向偏离。因此, Nottingham 提出的上限条件意味着偏离程度为

$$\zeta = \frac{1}{2}(0.1) = 5\%;$$

而 Schultz 的条件則为

$$\zeta = \frac{1}{2}(0.02) = 1\%.$$

因此从理論分析可知他們二人所得实验結果的不同是由于选取“偏离”的标准不同, 或更可能是由于測量誤差的不同所致。

由此可見, 綫性条件实际上决定了热規的測量上限。如果容許的偏离仅为 1%, 則可从式(20)及 Schultz 条件知

$$\frac{i_+}{i_c} = K_1P_c = \Gamma P_c = 0.02, \quad (30)$$

此处 P_c 为开始不滿足綫性关系时的临界压强; 而有

$$P_c = \frac{0.02}{\Gamma}. \quad (31)$$

对于普通式热計, Γ 約为 20 托⁻¹ (反接时), 因此

$$P_c = \frac{0.02}{20} = 1 \times 10^{-3} \text{ 托},$$

这数值完全符合 Goto^[3] 的实验結果。对于 Bayard-Alpert 式热計, Γ 約为 10 托⁻¹, 因此

$$P_c = \frac{0.02}{10} = 2 \times 10^{-3} \text{ 托}.$$

当然, 在一般量具(例如用作和热計校准的麦克劳真空計)的精确性不高时, 临界压强 P_c 的值就可以更大一些。

从式(31)还可以看到, 如果要推展热計的測量上限, 应当尽可能地降低 Γ 。Schultz-Phelps^[14] 以及最近 Hinzepeter^[7] 事实上都已經采用了这种方案。然而这样的热計又将因为离子流的过分微弱而无法測量极低的压强。

(v) 热計对不同的气体將給出不同的 Γ 值, 因此根据式(31)可十分自然地认为, 各种气体的 P_c 順序应与 Γ 順序相反。对于氮、氩和氦, Γ 从小到大的順序为^[14] $N_2(0.30) - N_2(1.00) - A(1.32)$, 因此 P_c 从小到大的順序为 $A - N_2 - N_2$ 。这种理論上的推論和 Hinzepeter^[7] 的实验結果也恰好是符合的。

(vi) 在线性条件不满足时, $\frac{i_+}{i_e}$ 和 P 开始按照式(14)所示的关系而变化, 即

$$\frac{i_+}{i_e} = 1 - e^{-(K_1 P - K_2 P^2)},$$

即在较高压强时 $\frac{i_+}{i_e}$ 开始和 P 作指数关系。

粗看起来, 热计的 $\frac{i_+}{i_e}$ 的最大可能值可以直接从式(7)中看到: 当电子的飞行路径十

分长、压强十分高以致与气体分子的碰撞十分频繁时, $\int_{r_i}^{r_a} \alpha dr$ 可以设想为极大, 因此式(7)就变为

$$\frac{i_+}{i_e} = 1, \quad (32)$$

这就是热计的极端情况¹⁾, 即在电子流一定时离子流在甚高压强下将会逐步呈现饱和。但实际上由于在较高压强时电子和气体分子的碰撞开始频繁, 电子的能量损失和建立以及电子和离子的复合使简单的汤生放电理论不能维持, α 和 P 也不再作正比关系²⁾而变成复杂的函数关系, 因此 i_+ 随着 P 的增长而降落, 这样 $\frac{i_+}{i_e}$ 和 P 的关系就出现峰值, 而不能真正看到饱和现象。

1) Schultz^[6] 曾经把 i_+/i_e 的极限值作如下推算: 因为

$$i_+ = \Gamma i_0 P, \quad (1')$$

而 i_e 包括原发电子流 i_0 和繁流电子流(在离子为单荷时其值等于 i_+ , 所以

$$i_e = i_0 + i_+ \quad (2')$$

$$= i_0 + \Gamma i_0 P = i_0(1 + \Gamma P). \quad (3')$$

从式(1')及(3'), 得

$$\frac{i_+}{i_e} = \frac{\Gamma P}{1 + \Gamma P}. \quad (4')$$

在 P 很大时, $\Gamma P \gg 1$, 而

$$\frac{i_+}{i_e} = 1. \quad (5')$$

然而这里的 Γ 并不是式(1)中的灵敏度, 且必须首先假定 $i_e = i_0$ (在 $\frac{i_+}{i_e} = 1$ 时根据式 2' 可知 i_e 绝不能等于 i_0) 且线性关系成立, 因此我们认为他的结果是准确的, 而推导方法是错误的。

2) 在 P 很小时, 式(12)变为

$$\alpha = N_0 W P. \quad (6')$$

代入式(7)得

$$\frac{i_+}{i_e} = 1 - e^{-N_0 P \int_{r_i}^{r_a} W dr} = 1 - e^{-K_1 P} \doteq K_1 P, \quad (7')$$

这也就是式(20)的线性关系。式(6')所示的关系

$$\frac{\alpha}{P} = \text{常数}. \quad (8')$$

根据实验证明在 $\frac{E}{P} > 1000$ 伏/厘米·托时成立, 此处 E 为电场强度(见 Loeb: "Basic Processes of Gaseous Electronics", 1955)。在热计中电场约为 10^2 伏/厘米数量级, 因此只要 $P < 10^{-2}$ 托级时即可承认式(17)的关系。另一方面, 在 10^{-2} 托级以上时, α 和 P 就开始不再成正比而呈现复杂的函数关系了。

四、綫性理論的實驗証明

从以上的討論可以看到,利用繁流放電推得的、有关热計特性曲綫形式的結論可以解釋很多工作者的實驗結果。为了最終証明这种理論的准确性,我們取得了在較高压强下热計的工作数据。

如果理論是准确的,則在特性曲綫开始弯曲的范围内,如以 $-\log\left(1 - \frac{i_+}{i_c}\right)$ 对 P 作图,将得到一根直綫。因为根据式(17)可得

$$1 - \frac{i_+}{i_c} = e^{-K_1 P}, \quad (33)$$

即

$$-\log\left(1 - \frac{i_+}{i_c}\right) = \frac{K_1}{2.303} P. \quad (34)$$

为了满足本实验的特殊需要,我們設計了如图3所示的“封閉式”电离計管。F为純鎢阴极(ϕ 0.25 毫米,繞成內径为 1.2 毫米、螺距为 0.8 毫米的螺旋共 16 圈),加速极系由鎢螺旋 A_1 (ϕ 0.25 毫米,繞成內径为 10 毫米、螺距为 3 毫米的螺旋共 6 圈)和鉍圓筒 A_2 (厚 0.25 毫米,內径 30 毫米,高 25 毫米)共同組成,这样可以使电子在較大的空間內在等势場中飞行,而具有相同的能量。离子收集极C則由在圓筒 A_2 上下兩端的鎳盖板(厚 0.2 毫米,直径 35 毫米)所組成,这样可以防止离子泄漏。此外为了減少高压强时空間电荷的影响,选择了小于 1 毫安的电子流。被测气体选用氖,以避免热电离及化学清除,还可以容許热阴极在高压强下使用。对綫性定标的麦克劳真空計进行校准的結果,本型热計得到如图4的 $\log i_+ - \log P$ 曲綫(在 i_c 一定时)。其中作 45° 角的綫性部分 $\Gamma = 1.6$ 托 $^{-1}$ 。而开始偏离的Q点,相当的临界压强 $P_c = 2 \times 10^{-2}$ 托,这数值根据式(31)的計算应为 1.3×10^{-2} 托,这是因为我們的仪器誤差略大于 1% 所致。在本图中沒有看到如

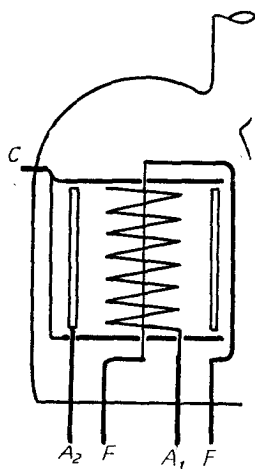


图3 封閉式电离真空計結構示意图
F——灯絲; A_1 、 A_2 ——加速极;
C——收集极

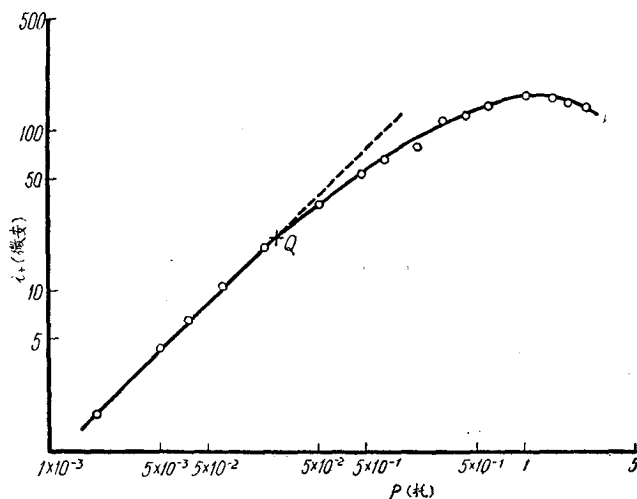


图4 封閉式电离計的校准曲綫
 $i_c = 0.5$ 毫安, $V_c = -22.5$ 伏,
 $V_{A1} = V_{A2} = 117$ 伏。

Schultz^[6]所指出的曲线首先向上偏离的情况,这是因为采用了封闭式结构而没有离子泄漏的缘故。

以 $-\log\left(1 - \frac{i_+}{i_e}\right)$ 对 P 作图,得到的曲线如图 5 所示。从 I 和 II 都可看到在 Z 点以下为直线,再以上则确实向离子流小的方向偏离,逐步趋于饱和状态,然后 i_+ 随 P 的增长而降落。曾经使用了不同的 i_e (0.1 毫安、0.5 毫安及 1 毫安),得到的曲线形式完全一致。由此可见,利用繁流理论导出的热计特性方程是可信的。

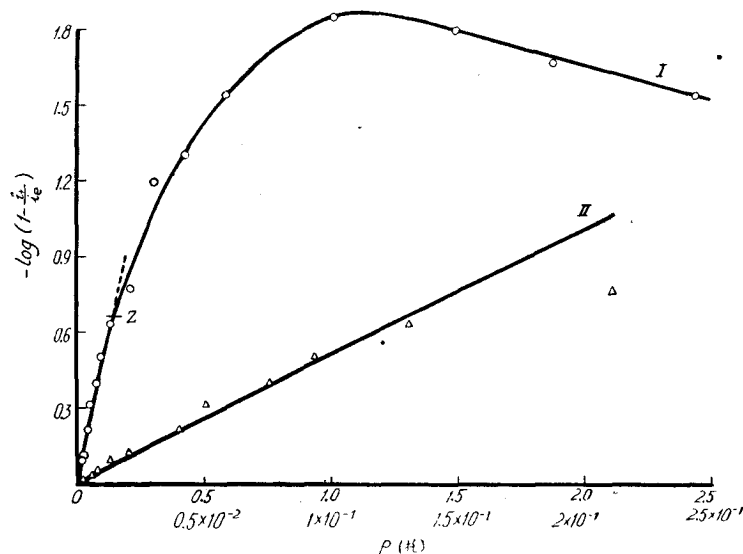


图 5 指数特性的实验证明
(为了便于观察,曲线 II 的横坐标为曲线 I 的 10 倍)

附带说明的是:在本型热计的 A_2 不与 A_1 连接而和 C 连接(即 A_1 具有正电势 V_a , A_2 和 C 具有负电势 V_c)时,就可以测量低气压。因此这种封闭式热计的量程可以定为 $10^{-7} \sim 0.6$ 托,但在用于 $P > 2 \times 10^{-2}$ 托时要求全量程校准。

参 考 文 献

- [1] Buckley, O. E., *Proc. Nat. Acad. Sci.*, **2** (1916), 683.
- [2] So, M., *Proc. Phys. Math. Soc. (Japan)*, **1** (1919), 76.
- [3] Goto, M., *Advances in Vacuum Science and Technology* (1960), p. 266.
- [4] Dushman, S., and Found, C. G., *Phys. Rev.*, **17** (1921), 7; **23** (1924), 734.
- [5] Nottingham, W. B., *Vac. Symp. Trans.* (1954), p. 76.
- [6] Schultz, G. J., *J. Appl. Phys.*, **28** (1957), 1149.
- [7] Hinzpeter, G., *Exper. Tech. der Phys.*, **8** (1960), 89.
- [8] Моргулис, Н. Д., *ЖТФ.*, **1** (1931), 51; **3** (1933), 1276.
- [9] Хавкин, Л. П., *ЖТФ.*, **26** (1956), 2356.
- [10] Jaekel, R., *Kleinste Drucke, Ihre Messung und Erzeugung* (1949).
- [11] Ghosh, S. N. and Srivastava, B. N., *Canad. J. Phys.*, **39** (1961), 373.
- [12] Н. А. Капнов 著, 南京工学院译: 气体与真空中的电现象, 下册 (1950).
- [13] Schultz, G. J. and Phelps, A. V., *Rev. Sci. Instrum.*, **28** (1957), 1051.
- [14] Jaekel, R., *Handbuch der Physik*, **12** (1958), 515.

ON THE THEORY OF LINEARITY OF HOT-CATHODE IONIZATION GAUGE

HWA C. Y.

ABSTRACT

The characteristic equation of hot-cathode ionization gauge is derived from the theory of Townsend discharge, with the form

$$\frac{i_+}{i_e} = 1 - e^{-(k_1 p - k_2 p^2)}$$

where i_+ is the ion current, i_e the electron current, p the gauge pressure, and both k_1 and k_2 are constants. Only at $i_+ \ll i_e$, the equation shown above becomes

$$\frac{i_+}{i_e} = \Gamma p$$

where Γ is the sensitivity of gauge and approximately equals k_1 . The critical pressure, at which linearity between i_+ and p breaks down, is

$$p_c = \frac{0.02}{\Gamma}$$

while the permissible error of gauge calibrated is 1%.

Plenty of experimental results shown by Nottingham^[5], Schultz^[6], Goto^[3], Hinzpeter^[7] etc. can be easily explained. Data taken from a specially designed "drum" gauge give good coincidence with theoretical results. The "drum" gauge itself can be used for a wide range to measure pressures from 10^{-7} to 0.6 Torr.