

关于电离真空规测量上限非线性的探讨*

郭元恒 吴思诚

(北京大学物理系)

提 要

在电离真空规的线性测量上限部分,离子流随着压强上升而衰减,这一非线性规律符合非自持放电的理论,并可导出对应于离子流极大值的压强 $\hat{p} = E/C$, 其中 E 为电极间电场强度, C 为一常数. 因此线性测量上限可通过 E 的增强而得到拓延.

通过实验,设计了四种电极间具有较强电场同时又保持较低的灵敏度的电极结构,它们的线性测量上限分别由原来的 10^{-1} 托延伸到 1 托, 2 托, 6 托和 10 托. 实验曲线和理论计算数值基本相符.

电离真空规问世已有约六十年的历史,迄今广泛应用于各种真空系统上. 长时期以来,人们对于它的线性测量上限部分离子流的变化规律有一种错误的论断,即:随着压强的增高“离子流趋于饱和,保持与压强无关的恒值”^[1-3]. Schulz^[2] 并根据由电离碰撞产生的低能量二次电子不足以再进行电离碰撞的假定导出

$$\frac{I_+}{I_-} = \frac{I_+}{I_0 + I_+} = \frac{kp}{1 + kp} \xrightarrow[kp \gg 1]{} 1, \quad (1)$$

式中 I_+ 为离子流, I_- 为到达阳极的电子流, I_0 为阴极发射电子流, k 为电离真空规灵敏度, p 为压强,借以解释离子流的“饱和现象”(见图 1 曲线 A). 事实上,以上论断并没有充分的实验依据. 如果在压强远高于测量上限的部分进行测量,则实验结果证明,各种电

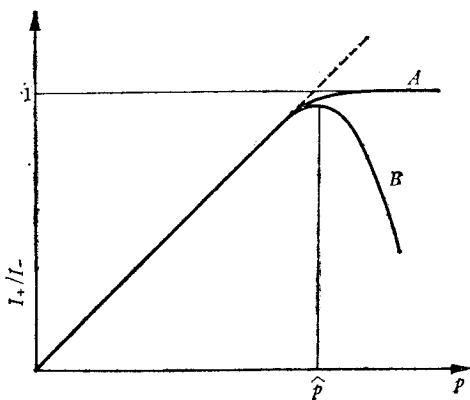


图 1

离真空规(包括 Buckley 型, B-A 型和 Schulz 型等)的线性测量上限虽有不同,但其典型规律是 I_+/I_- 达到极大值后随即迅速衰减,如图 1 曲线 B 所示意¹⁾. 此外,在实际应用中,也可采用 $I_+/I_0 = kp$ 的关系由离子流 I_+ 测定压强^[6](在供电线路中稳定阴极发射电流 I_0),则(1)式的“饱和”现象应不复存在,线性关系将无止境. 这显然是不符合实际的. 各种电离真空规的 I_+/I_0-p 曲线在足够高的压强部分也分别呈现基本上如图 1 曲线 B 的规律.

为了拓展线性测量上限, Schulz 等^[7] 基于“饱和”理论,认为需要缩短电极距离、降低

* 1978 年 5 月 22 日收到.

1) Reich^[4] 和 Wadsack^[5] 也曾报道高压强电离真空规的这一规律.

工作电压,使灵敏度 k 降低.这一措施在一定程度上是行之有效的,Schulz型规的线性测量上限可提高到 10^{-1} 托.以后其他的类似改进也有相似效果^[8-10](其中有的上限较高,但呈非线性关系^[9,10]).由于“饱和”现象不符合离子流的实际规律,这就需要根据图1中曲线B的规律探讨电离真空规的工作机理,寻求进一步提高线性测量上限的潜力.

一、电离真空规在高压强区域的非线性理论

“饱和”理论的问题在于将(1)式中的灵敏度 k 视为常数,即公式 $I_+ = I_0 k p$ 中 k 与 p 无关,而忽略了当压强 p 增高到一定程度后 k 将逐渐减小并最后趋于零.

对于类似图1中曲线B的规律,应可以用斯托列脱夫效应^[11]的非自持放电理论来解释.在电离真空规中电子平均自由程小于电极间距离的情况下,电子由阴极到阳极的飞行中将要产生繁流现象.繁流电子数 n 和初始电子数 n_0 之间有以下关系:

$$n = n_0 \exp \left(\int_0^L P_i \frac{273}{T} p e^{-\frac{\lambda_i}{\lambda_e}} dr \right), \quad (2)$$

其中电离效率 P_i 为一个电子在压强 $p = 1$ 托、温度 $T = 0^\circ\text{C}$ 的某种气体中飞行1厘米路程所产生的单电荷离子对数目(P_i 是 r 和 p 的函数,见后面的讨论), λ_e 为电子的平均自由程, λ_i 为电子从电场强度为 E 的电场中获得最低电离能量 eU_i 所需飞行的路程,右侧指数是沿由阴极到阳极电子轨迹总长 L 的积分项.由于 $\lambda_e = \frac{1}{N_0 \frac{273}{T} p}$ (N_0 为 $p = 1$ 托、

$T = 0^\circ\text{C}$ 时,电子在1厘米路程中与气体分子的平均碰撞次数)和 $\lambda_i = U_i/E$,得

$$n = n_0 \exp \left(\int_0^L P_i \frac{273}{T} p e^{-\frac{N_0 \frac{273}{T} U_i}{E} p} dr \right) = n_0 \exp \left(\int_0^L P_i \frac{273}{T} p e^{-\frac{C}{E} p} dr \right), \quad (3)$$

其中 $C = N_0 \frac{273}{T} U_i$,对于一定的气体分子及一定温度,它是一常数.(3)式表达的关系

包含两个相反作用的因素:放电电流一方面可能因繁流效应随压强增高而指数增长;另一方面电子在连续两次碰撞之间的自由程内从电场获得的能量若小于气体分子的最小电离能 eU_i ,则不发生电离,随着压强升高电子平均自由程相应缩短,这类非电离碰撞增多,放电电流将更为急剧地衰减.所以在一定的条件下,(3)式符合图1曲线II的变化规律.

将(3)式用于电离真空规离子流 I_+ 和阴极发射电流 I_0 的关系,因繁流电子数 n 等于单电荷离子数 n_+ 和初始电子数 n_0 之和,即 $n = n_+ + n_0$,以 I_+ 和 I_0 取代 n_+ 和 n_0 ,并将(3)式两侧取对数,可得

$$\ln \left(\frac{I_+}{I_0} + 1 \right) = \int_0^L P_i \frac{273}{T} p e^{-\frac{C}{E} p} dr. \quad (4)$$

对于一定的气体分子,电离效率 P_i 是电子能量的函数.在高真空中电子和气体分子至多只作一次电离碰撞,如忽略电子的初始能量,其飞行路程中的能量只决定于电极间的电位分布, P_i 应只是 r (到阴极的距离)的函数而与压强 p 无关;但压强增高到电子有较大的几率与气体分子发生二次或多次电离碰撞时,电子在每次碰撞中有能量损耗, P_i 将同时是 r

和 p (决定电子的碰撞历史) 的函数. 为了简便地作定性分析, 假定 P_i 与 p 无关, 并取 E 为常数(均匀场):

1. 求(4)式对 p 的微商, 并令为零, 可得对应于 $\frac{I_{\pm}}{I_0} \Big|_{\max}$ 的 $\hat{p}$ (见图 1)

$$\hat{p} = \frac{E}{C}. \quad (5)$$

2. 在 $p \ll \hat{p}$ 时, 因 $\frac{I_{\pm}}{I_0} \ll 1$, $\ln \left(\frac{I_{\pm}}{I_0} + 1 \right)$ 可近似为 $\frac{I_{\pm}}{I_0}$; 又

$$\exp \left(-\frac{C}{E} p \right) = \exp \left(-\frac{p}{\hat{p}} \right) \simeq 1,$$

则(4)式变为

$$\frac{I_{\pm}}{I_0} = \int_0^L P_i \frac{273}{T} dr \cdot p = k p. \quad (6)$$

这就是熟知的在高真空中电离真空规的线性公式, 其中 $k = \int_0^L P_i \frac{273}{T} dr$ 为灵敏度表达式.

3. (4) 式中积分项 $\int_0^L P_i \frac{273}{T} \exp \left(-\frac{C}{E} p \right) dr$ 的物理意义就是高压强部分的电离真空规

灵敏度, 它随压强增高而减小, 并趋于零. 所以 $\lim_{p \rightarrow \infty} \ln \left(\frac{I_{\pm}}{I_0} + 1 \right) = 0$, 即 $\lim_{p \rightarrow \infty} I_{\pm}/I_0 = 0$.

以上推导的是 $I_{\pm}/I_0 - p$ 的关系. 对于(1)式 $I_{+}/I_{-} - p$ 的关系, 可将(3)式转换为 n_{+} 和 n 的公式, 并以 I_{+} 和 I_{-} 分别取代 n_{+} 和 $n(I_{-} = I_0 + I_{+}$ 相当于 $n = n_0 + n_{+}$), 即得

$$\ln \left(1 - \frac{I_{+}}{I_{-}} \right) = - \int_0^L P_i \frac{273}{T} p \exp \left(-\frac{C}{E} p \right) dr.$$

同样可导出以上三个结论.

值得注意的是, (5) 式指出离子流达到峰值对应的 $\hat{p}$ 决定于电场强度. 为了扩展测量上限, 必须使 $\hat{p}$ 升高, 这可通过增强电极间电场强度来实现. 至于 $p < \hat{p}$ 的部分, 在电子平均自由程小于电极间距离的范围, 根据(4)式, $I_{\pm}/I_0 - p$ 不满足线性关系; 但如在提高 E 的同时能够适当降低 P_i (也就是降低灵敏度 k) 以抑制繁流现象, 则 $I_{\pm}/I_0$ 有可能很接近线性增长. 所以提高线性测量上限的途径应是探索既降低灵敏度又使电极间电场强度有所增强的措施.

二、电离真空规线性测量上限的拓展

对于一定的电子轨迹, 灵敏度 k 通过 P_i 取决于电子能量, 也就是电极间电位分布中的电位高低, 而电场强度则决定于电位梯度. 为了得到低灵敏度和较高的电场强度, 经过试验, 采取如图 2 所示的电极结构: 一对平行板 C 为离子收集极, 两板相距 d_1 . 中心平面有四根相互间隔为 d_2 的丝状电极: K 为阴极 (铱丝电泳氧化钨), A 为阳极, 两侧为辅助电极 S . A 和 S 以直径为 0.5 毫米的钼丝为宜. 在辅助电极 S 与 C 极 (或 K 极) 同电位的情

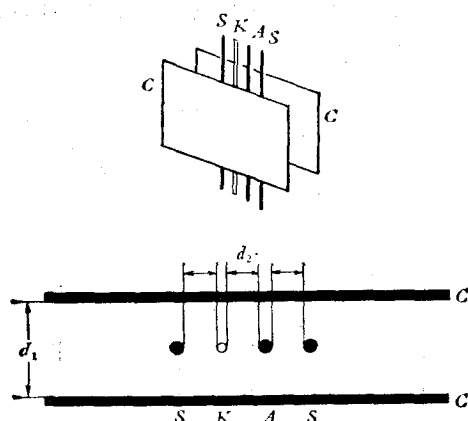


图 2

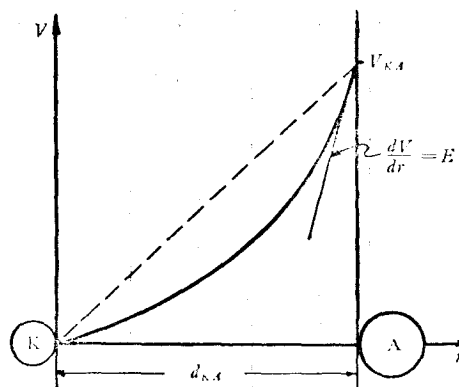


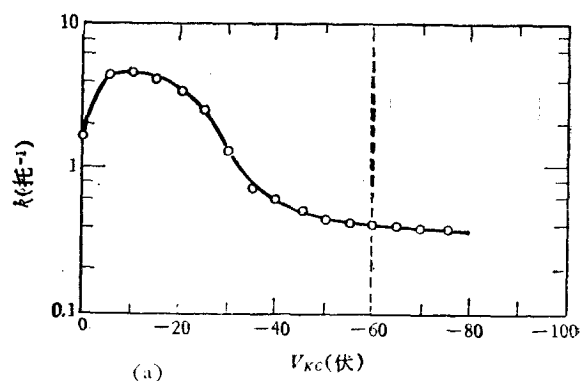
图 3

况下, 阴极 K 至阳极 A 之间轴线上原来线性分布的电位将受四周负压 V_{KC} 的作用而普遍被压低 (见图 3), 负压愈大, 压低愈甚, 同时靠近阳极 A 附近的区域电场强度 $E = dV/dr$ 也就愈益提高。这意味着电子由阴极到阳极的大部分路程中都只有较低的能量, 电离效率很低; 只有在靠近阳极附近的区域内电子才由强电场迅速获得较大能量, 即使压强较高、电子自由程较短, 仍能具有一定的电离效率。此外, 这样的电位分布还对电子运动有聚焦作用, 迫使沿轴线作最短的直线运动, 也有助于灵敏度 k 的降低。

图 4(a) 为 k 随负压 V_{KC} 变化的曲线。当负压增加到一定数值后, k 趋于平稳; V_{KC} 再增大将使阴极附近出现负压位垒, 灯丝发射困难, 需要较大的加热电流 I_f (见图 4(b)), 于灯丝寿命不利。所以工作电压应取在 k 值低且平稳而灯丝加热电流 I_f 又不很大的数值, 如图 4 中 V_{KC} 宜取为 -60 伏。

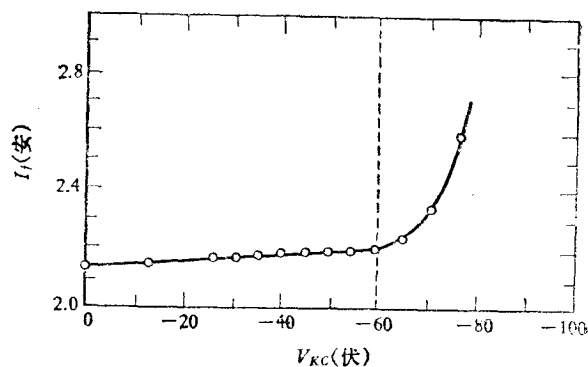
按图 2 的结构, 配合不同的电极距离 d_1 和 d_2 , 分别调整工作电压 V_{KA} 和 V_{KC} , 就可相应降低灵敏度和增强阳极附近的电场强度, 使线性测量上限得到不同程度的提高。

实验中 d_1 一律为 5 毫米, 分别取 $d_2 = 1.32, 0.90$ 和 0.60 毫米三种结构的四种工作类型, 其工作电压、发射电流及相应的灵敏度和线性测量上限的数据列于表 1。校准曲线



(a)

$d_1 = 5.0$ 毫米; $d_2 = 1.32$ 毫米; $V_{KA} = 102$ 伏;
 $I_0 = 10$ 微安; $p = 4 \times 10^{-7}$ 托



(b)

图 4

见图 5. 在这四种类型 I—IV 中, 灵敏度 k 依序减小, 靠近阳极部分的电场强度依序增强, 线性测量上限也依序提高. 类型 IV 的测量上限可达 10 托.

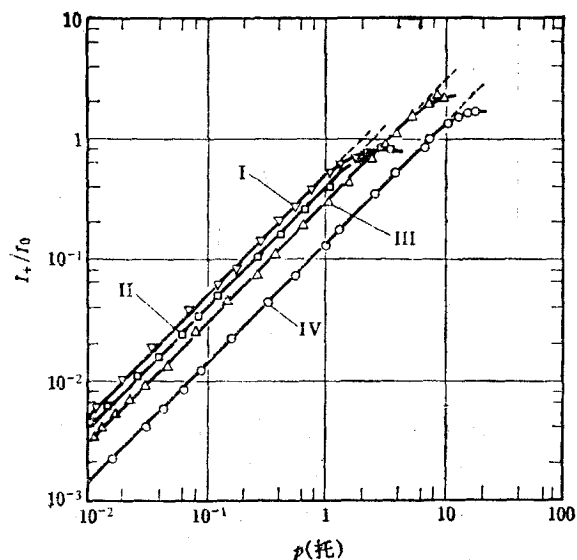


图 5

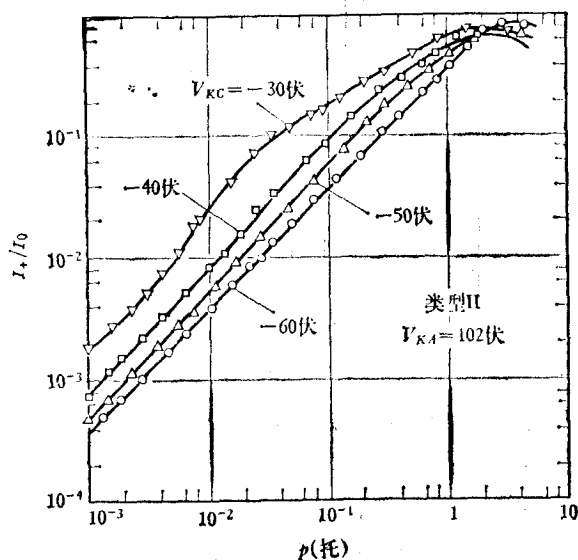


图 6

表 1

类 型	d_1 (毫米)	d_2 (毫米)	$V_S =$	V_{KA} (伏)	V_{KC} (伏)	I_0 (微安)	k (托 $^{-1}$)	$p_{\text{上限}}$ (托)
I	5.0	1.32	V_K	102	-60	5	0.47	1
II	5.0	1.32	V_C	102	-60	5	0.40	2
III	5.0	0.90	V_C	145	-150	1	0.30	6
IV	5.0	0.60	V_C	100	-210	1	0.15	10

如果保持 V_{KA} 不变, 减小负压 V_{KC} , 则阴极至阳极间电位普遍提高, 阳极附近电场强度也减弱. 图 6 是类型 II 的实验结果, 其非线性现象随 V_{KC} 的减小而愈益明显, 线性测量上限相应降低.

三、讨 论

与 Schulz 型高压强电离真空规^[3,7,14] 比较, 阴极至阳极间距离与表 1 中类型 I、II 相近. 虽然前者工作电压 V_{KA} 低得多(60 伏), 但灵敏度 k 反而更高一些(0.6 托 $^{-1}$). 这主要是因为其中阴极至阳极间的电位是线性分布, 电位分布所构成的均匀电场强度也较弱, 所以其线性测量上限约偏低一个数量级. 另据 Blauth 等^[12] 人报道, 若所有电极都安排为相隔 0.8 毫米的平行细杆结构(两侧没有负压平板电极), 在 $V_{KA} = 100$ 伏时, 线性测量上限为 4×10^{-1} 托, 非线性上升指示可达 3 托. 与以上类型 III 和 IV 比较, 也可看出改变电位分布、加强电场强度对提高线性测量上限的作用.

为了便于根据(4)式对实验结果作理论分析, 采用了以下几个假定:

1. 只考虑电子的电离过程, 假定离子和分子碰撞可能发生的电离以及在电极表面上的二次效应均可忽略(这也是(2)至(4)式本身的条件).

2. 电子被聚焦在轴线上作直线运动, 初速为零.

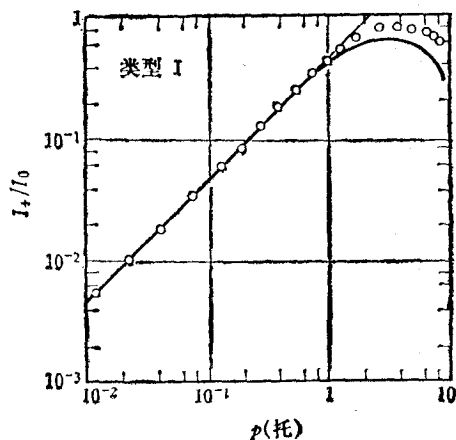


图 7

——为计算曲线; ○为实验数据

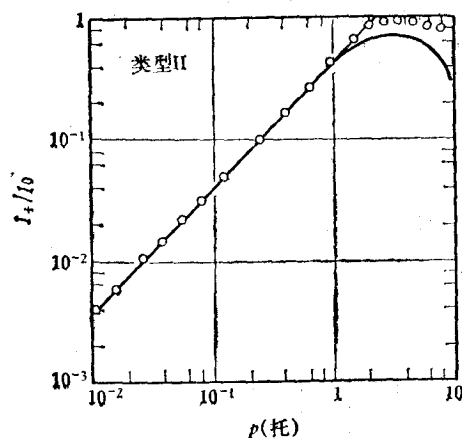


图 8

——为计算曲线; ○为实验数据

3. 忽略空间电荷的影响.

4. 考虑到实验数据中 $\frac{I_+}{I_0} \Big|_{\max} \lesssim 1$, 而且 $p \lesssim \hat{p}$ 部分 $\frac{I_+}{I_0}$ 没有明显超越线性增长的变化(见图 5), 说明在所设计的电极结构及其电位分布的条件下一个电子作多次电离碰撞的情况并不显著, 可近似认为 P_i 与压强 p 无关.

阴极至阳极间轴线上的电位分布用电解槽模拟法测定; 电子路程 $L = d_2$ (阴极至阳极距离) 由读数显微镜测量; P_i 与电子能量的关系采用 1965 年 Rapp 等^[13] 发表的数据; 温度取室温 20°C; 对于氮气, 常数 $C = 387$ 伏/厘米·托. 则(4)式为

$$\frac{I_+}{I_0} = \left\{ \exp 0.94 p \int_0^{d_2} P_i(r) \exp \left(-\frac{387}{E(r)} p \right) dr \right\} - 1.$$

对类型 I 和 II 用电子计算机计算的结果及其与实验结果的比较见图 7 和图 8.

计算值与实验结果在压强较低时基本一致, 说明关于电子作直线运动以及由所测电位分布得到的 P_i 值与实际相符, 因此这种电极结构的另一特点是可以较准确地由(6)式中 $k = \int_0^L P_i \frac{273}{T} dr$ 计算其较高真空部分的灵敏度(如

类型 I: $p = 1 \times 10^{-2}$ 时, 计算值 $k = 0.454$ 托⁻¹; 用标准膨胀系统校准的平均值为 $k = 0.47$ 托⁻¹, 相差约 4%). 理论曲线的 $\hat{p}$ 值也与实验结果相当; 在压强较高部分 I_+/I_0 计算值比测量数据

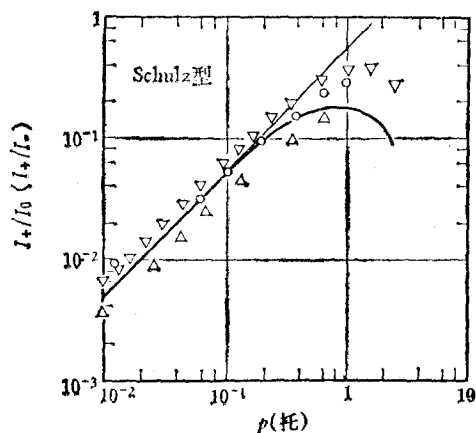


图 9

——为计算曲线; ▽ 为 Schulz 数据;
△ 为 Walters 数据; ○ 为 Hultzman

偏低估计主要是由于电子和分子间的弹性碰撞增多, 电子轨迹因有散射而偏离直线使 L 增大所致 (关于 P_i 与 p 无关的近似, 由于忽略了电子能量的损耗, 将导致 P_i 值偏大, 应得到 I_+/I_0 计算值趋于偏高的相反效果)。

图 9 是对 Schulz 规管按 (4) 式计算的结果, 其中实验曲线的数据引自 Schulz^[7], Walters^[3] 和 Hultzman^[14] 的报道。理论计算与实验结果也基本相符。

四、应 用

为了在实际应用中兼有较低的线性测量下限, 可通过改变上述规管的工作状态来实现。电离真空规的测量下限主要是由离子收集极电流中的软 X 射线本底光电流决定的。对于一定的电极结构, 降低测量下限需要提高灵敏度 k , 这与延伸测量上限的要求相矛盾。

因此现有的高压强电离真空规大多不能测量低于 10^{-5} 托的压强。如图 1 所示的电极结构, 若适当减小离子收集极的负压 V_{KC} , 则电子轨迹的聚焦作用被减弱, 灵敏度 k 将因电子路径增长和路程中电位普遍上升而得到提高。其效果已显示在图 4(a) 的实验曲线中。同时再将辅助电极 S 与阳极 A 接成同电位以扩大高电位区域, k 值更趋稳定, 测量下限能得到相应的降低。

对类型 I 的电极结构选用的工作参量见表 2。灵敏度 k 由 0.47 托⁻¹ 提高到 5.5 托⁻¹。在 $p = 5 \times 10^{-9}$ 托的超高真空中测得软 X 射线本底光电流与电子能量的关系为

$$I_x \propto V^{1.6},$$

并推出工作电压下 $I_x = 2 \times 10^{-10}$ 安, 相当于本底压强 6.7×10^{-8} 托。按线性偏离 10% 计算, 测量下限约为 7×10^{-7} 托。这个数值与用 B-A 型电离真空规校准所得结果基本相符。

表 2

d_1 (毫米)	d_2 (毫米)	$V_S =$	V_{KA} (伏)	V_{KC} (伏)	I_0 (微安)	k (托 ⁻¹)
5	1.32	V_A	155	10	50 ($p > 10^{-5}$ 托) 500 ($p < 10^{-5}$ 托)	5.5

类型 I 的规管在 10^{-6} — 10^{-4} 托和 10^{-3} —1 托两个范围内按表 1 和表 2 改变工作参量可得到 10^{-6} —1 托的线性量程。用膨胀法和麦氏真空计校准的曲线见图 10。这种规管命名为 DL-8 型, 其中铱电泳氧化钇灯丝具有一定的抗氧化性和抗腐蚀性, 已在有色金属真

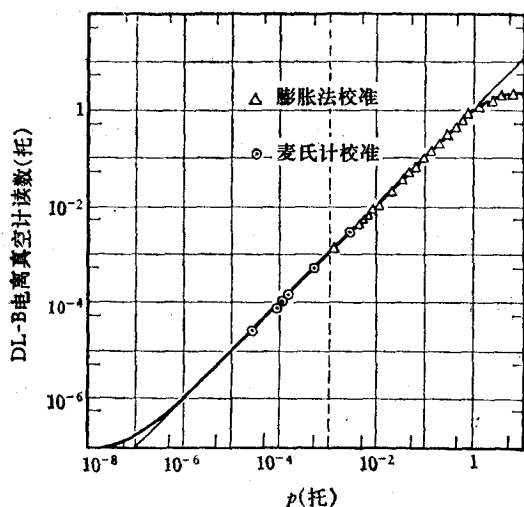


图 10

空冶炼、气体激光、阳极溅射和无油吸附泵等真空系统上应用二、三年,可以取代原有水银麦氏真空计、热导真空计等,消除了这些旧型真空计在实际应用中的各种缺点。

在用标准的膨胀系统和麦氏真空计作校准的实验工作中承中国计量科学研究院费渭南、葛梦鑫和周钦瑞等同志给予大力支持和协助,谨此致谢。

参 考 文 献

- [1] S. Dushman, C. G. Found, *Phys. Rev.*, **17** (1921), 7; S. Dushman, *Sci. Founda. Vac. Tech.*, J. M. Lafferty, Ed. (John Wiley & Son, Inc. New York (1962)) 2nd ed. p. 312.
- [2] G. J. Schulz, *J. Appl. Phys.*, **28** (1957), 1149.
- [3] W. L. Walters, J. H. Craig, Jr., *J. Vac. Sci. Techn.*, **5** (1968), 152.
- [4] G. Reich, W. Schulz, *Proc. 4th Intern. Vac. Cong.*, (1968), 661.
- [5] R. L. Wadsack, *Rev. Sci. Instrum.*, **41** (1970), 641.
- [6] W. B. Nottingham, *Vac. Symp. Trans.*, (1960), 117.
- [7] G. J. Schulz, A. V. Phelps, *Rev. Sci. Instrum.*, **28** (1957), 1051.
- [8] G. Hinzpeter, *Exper. Techn. Phys.*, 1960 Heft 2, 89.
- [9] Э. А. Пенчко, *П. Т. Э.*, **1**(1961), 170; Э. А. Пенчко, А. Э. Рафаль, М. Я. Цинберов, *П. Т. Э.*, **1**(1964), 146.
- [10] J. S. Cleaver, *J. Sci. Instrum.*, **44** (1967), 969.
- [11] A. von Stoletow, *J. de Phys.*, **9** (1890), 468; A. von Engel, *Handbuch der Physik*, **XXI** (1956), 504.
- [12] E. W. Blauth, H. G. Schäffler, W. Heiland, *Zeit. Angew. Phys.*, **29** (1970), 70.
- [13] D. Rapp, P. Englander-Golden, *J. Chem. Phys.*, **43** (1965), 1464.
- [14] W. W. Hultzman, L. N. Krause, *J. Vac. Sci. Techn.*, **11** (1974), 891.

AN APPROACH TO THE NONLINEARITY OF IONIZATION VACUUM GAUGE AT UPPER PRESSURE LIMIT

GUO YUAN-HENG WU SI-CHENG

(Department of Physics, Beijing University)

ABSTRACT

Beyond the upper limit of the linear region of an ionization gauge, there is a falloff in the ion current with the increase of the measured pressure. This nonlinear behavior is to be expected by the theory of non-self-sustaining discharge, from which it follows that the pressure corresponding to the maximum of ion current may be expressed as $\hat{p}=E/C$, where E is the field strength between the electrodes and C is a constant. Thus the upper limit of the linear region will be extended as E increases.

Four versions of gauge-electrodes configuration capable of giving higher field strength as well as maintaining lower sensitivity have been under test, leading to the result that the upper limit of linearity have extended from 10^{-1} Torr *ab origine* up to 1 Torr, 2 Torr, 6 Torr and 10 Torr, respectively. There is satisfactory agreement between these experimental data and the calculated values based on the above theory.