

气体脉冲放电中电子能量分布 (EED)的测定方法*

杨明江 王竹威 王朝华

(中国科学院力学研究所)

【摘要】 本文在作者提出的电探针测定稳态等离子体电子能量分布方法(二阶微分网络法)^[1]基础上,结合连续脉冲扫描,实现了对脉冲等离子体探针电流对电压二阶导数曲线的连续测量。每条曲线测定时间20~30 μ s,测量间隔211 μ s。此方法可用来测定脉冲放电过程中的电子能量分布及其随时间的变化。本文还提出可用惰性气体亚稳态的 Penning 电离来标定 EED 曲线的能量关系。

一、引 言

电子能量分布 (EED) 函数是研究气体激光器中原子(分子)激发,电离,离子复合,能量转换的重要微观参量。目前用电探针的 Druyvesteyn 方法测定 EED 主要还限于稳态放电条件。随着气体脉冲激光器的迅速发展和等离子体研究的深入,迫切需要提供在脉冲放电条件下测定 EED 的手段。

电探针的 Druyvesteyn 方法^[2]表明,在稳定的等离子体中,EED 函数 $f(E)$ 可以从探针电流对电压的二阶导数 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 求得

$$f(\text{eV}) = \frac{2}{e^2 A} \left(\frac{2m}{e} \right)^{\frac{1}{2}} V^{\frac{1}{2}} \frac{d^2i}{dV^2} \quad (V < 0) \quad (1)$$

目前测定 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 的二次谐波法是 Boyd (1959) 提出的^[3],它是在固定探针偏压上叠加一个小振幅的交变信号以实现 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 的逐点测量。这种测量方式本身限制了它在脉冲放电过程中的应用,加之脉冲放电时等离子体空间电位变化剧烈,测定 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 就非常困难,因此在国外只有少数研究者在严格周期变化的等离子体中对 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 的测量做过一些尝试^{[4]~[6]}。

作者 (1983) 提出的二阶微分网络法是采用微分电路直接对探针电流进行微分,并证明

* 国家自然科学基金资助项目,本文于1987年4月收到。

在探针偏压线性变化条件下, $\frac{d^2i}{dV^2}$ 与微分网络的输出电压 u_4 成正比^[1]

$$\frac{d^2i}{dV^2} = \frac{u_4}{\tau_1 \tau_2 R_0 K^2} \quad (2)$$

式中 τ_1, τ_2 是两级微分线路的时间常数; R_0 是采样电阻; K 为探针偏压变化速率常数。测得的 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 是随 u_4 变化的连续曲线。本文利用它能连续测量 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 的优点, 和快速扫描锯齿波偏压相结合, 发展成一种测定脉冲放电中 EED 的方法。

二、限制探针扫描速率的因素

使用 Druyvesteyn 方法的条件是探针收集电子期间必须保持被测等离子体的相对稳定。即是在探针偏压扫描时, 一方面要保证远离探针的电子有足够时间热运动到鞘层附近以补充被探针吸收掉的电子, 另一方面鞘层内正离子也要有足够时间脱离鞘层, 以保证鞘层的弛豫(见图1)。否则所测得的探针电流就会产生显著的误差。

从电动力学可知探针鞘层厚度与 Debye 长度 λ_D 相当^[7],

$$\lambda_D = (KT_e/4\pi eN_e)^{\frac{1}{2}} \approx 0.9 \sqrt{\frac{T_e}{N_e}} \quad (\text{cm}) \quad (3)$$

在气压为 torr 量级的激光等离子体中, $\lambda_D \approx 10^{-2} \text{cm}$ 。对于能量为 1eV 的电子和离子, 其热运动速率分别为 $u^- = (2eV/m)^{\frac{1}{2}}$, $u^+ = (2eV/M)^{\frac{1}{2}}$ 。设离子质量 $M = 10^4 m$, 它们穿越鞘层的时间是

$$t^- = \frac{\lambda_D}{u^-} = \lambda_D \left(\frac{m}{2eV} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1.7 \times 10^{-10} \quad (\text{s}) \quad (4)$$

$$t^+ = \frac{\lambda_D}{u^+} = \lambda_D \left(\frac{M}{2eV} \right)^{\frac{1}{2}} \approx 1.7 \times 10^{-8} \quad (\text{s}) \quad (5)$$

由于 $t^+ \gg t^-$, 限制探针电压扫描速率 K 提高的主要因素是鞘层离子的弛豫时间 t^+ 。为了保证离子鞘层弛豫与探针扫描速率相平衡, 应满足

$$\frac{\Delta V}{t^+} \gg K \quad (6)$$

式中 ΔV 为探针电压扫描时鞘层电位的减少。当 $\Delta V = 1 \text{V}$ 时, $\frac{\Delta V}{t^+}$ 可达 $10^2 (\text{V}/\mu\text{s})$ 量级, 本文实验设计扫描速率 $K = 1.83 (\text{V}/\mu\text{s})$, 完全可以保证测量中探针周围等离子体性质不被扰动, 因此 Druyvesteyn 方法就可以应用。

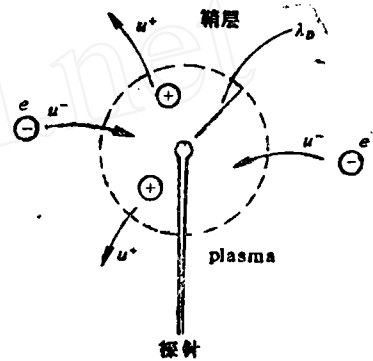


图1 探针扫描时鞘层电荷运动

三、实验装置和措施

图 2 是测定脉冲放电 $\frac{d^2i}{dV^2} - V$ 曲线的实验装置图。快速扫描驱动线路为测量探针 I 提供连续或单次锯齿波扫描偏压。探针电流通过电流变换器 (1:1) 耦合到测量回路, 经两级微分线路获得 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 信号。 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 和探针偏压信号分别用双通道 Tch-4000 型 A/D 变换器存储 (采样间隔 $0.1 \mu\text{s}$, 每条曲线采样 200~300 点), 然后分别输出到 XY 记录仪的 Y 和 X 输入端, 自动画出 $\frac{d^2i}{dV^2} - V$ 连续曲线。再将曲线上各点的值乘以因子 \sqrt{V} , 就得到了相应的电子能量分布 EED 曲线。

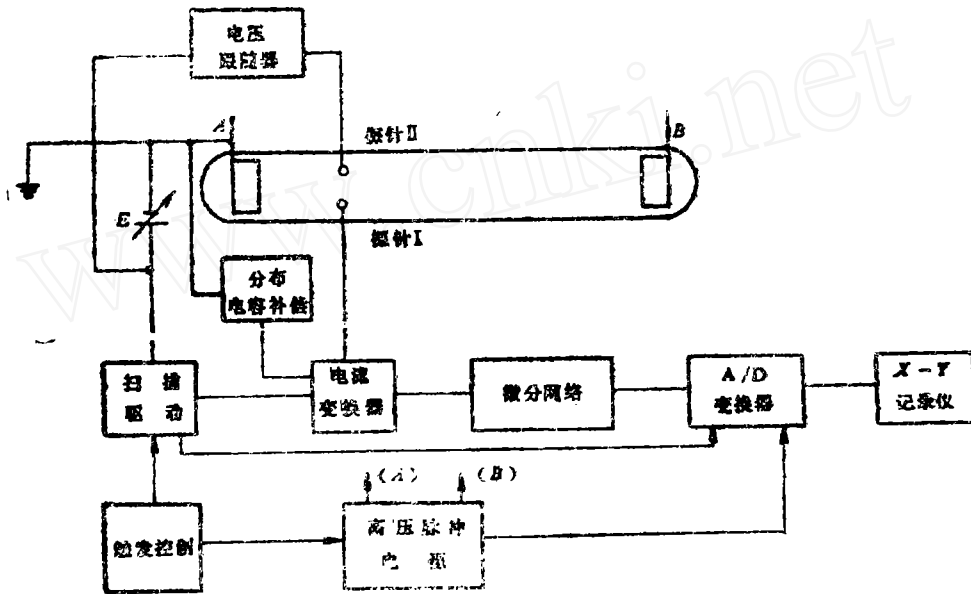


图 2 脉冲放电中 $\frac{d^2i}{dV^2} - V$ 测定装置图

1. 探针电压扫描线路 (图 3)

300kHz 晶振提供频率稳定的方波系列, 64 分频后方波周期扩展到 $211 \mu\text{s}$, 触发自举线路产生锯齿波系列, 经倒向放大得到幅度 110V , 每次扫描时间 $60 \mu\text{s}$ 的负向锯齿波电压, 其扫描速率 $K = 1.83 \text{V}/\mu\text{s}$ (其扫描参数也可按需要调整)。在脉冲放电前先使扫描电压发生器工作, 脉冲放电开始时从放电回路引出触发信号使 A/D 变换器开始记录, 就可以获得随时间演变的 $\frac{d^2i}{dV^2} - V$ 曲线组。如果需要单次延时测量, 触发信号经延时后使另一单稳态电路翻转, 输出一个负方波触发自举线路, 就可以得到单次延时的 $\frac{d^2i}{dV^2} - V$ 曲线。

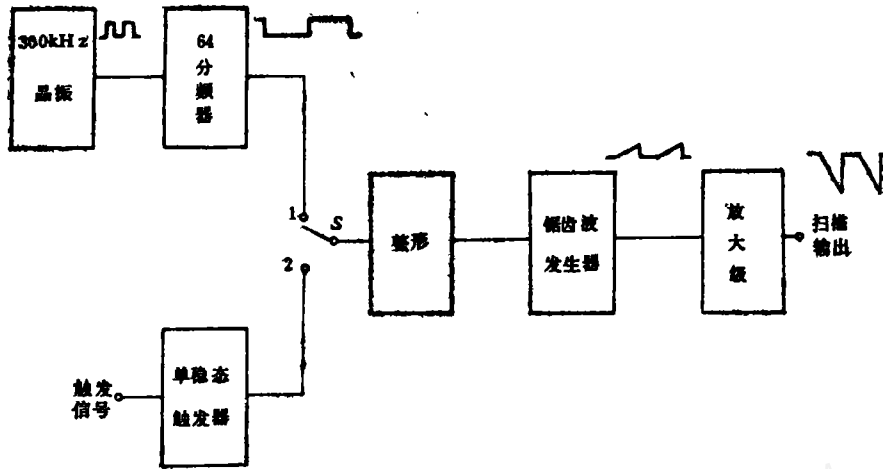


图3 探针扫描电压发生器

2. 等离子体电位波动的抑制

通常的探针测量中, 阳极电位是探针电压的参照电位。在脉冲放电条件下, 探针 I 处等离子体空间电位的剧烈波动往往造成 EED 曲线能量坐标关系的不准确。为了克服这种波动的影响, 在探针 I 处置入另一形状大小相同的浮动探针 II。(两针相距 2 mm, 以保证鞘层互不影响。)从探针 II 引出的等离子体空间电位输入到射随器, 射随器输出和扫描电压发生器串接。由于射随器输出是与探针处等离子体电位同相位同大小浮动, 因此探针 I 与阳极间等离子体电位波动的影响可以在测量中自动消除。

3. 高共模电压抑制和微分级间的隔离

实验表明, 若按常规将取样电阻 R_0 接在探针扫描回路上, 不仅 R_0 两端上百伏共模电压会给测量带来困难, 而且高速扫描电压也会直接耦合到微分线路上, 造成微分信号严重畸变。我们用变压器 MB 作探针电流变换器, 1 比 1 地将探针信号耦合到测量回路, 既有效地抑制了 R_0 两端的高共模信号, 又将扫描回路和测量回路隔离。同样, 在探针电流快速变化情况下, 已经不能用简单的 RC 电路对其微分。为了有效地隔离, 第一级微分前增加了带自举偏置的射随电路, 第二级微分前用场效应管做输入级 (图 4)。两隔离级的输入阻抗分别为 $r_1 = 660\text{k}\Omega$, $r_2 = 3\text{M}\Omega$, 对前级分流小于 0.2%。相对于每次扫描记录 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 曲线的时间 $T = 20 \sim 30\mu\text{s}$, 选择两级微分电路时间常数 $\tau_1 = 1.62\mu\text{s}$, $\tau_2 = 0.62\mu\text{s}$, 满足 $T \gg \tau_1, \tau_2$ 。采取这些措施后, 在示波器上观查到脉冲放电中探针电流曲线 (简称零阶曲线) 的拐点, 一阶导数极大和二阶导数零点互相对应 (见图 5)。三条曲线准确的相位关系表明所设计的微分系统已对探针电流进行了正确微分。

4. 分布电容位移电流的抵偿

在高速扫描情况下, 探针鞘层电容 C_s 和导线分布电容 C_w 产生的位移电流会干扰探针电流 i_p 的波形。计算和实验表明, $C_s \approx 1\text{pF}$, $C_w \approx 100\text{pF}$, 在扫描速率 $K = 1.83\text{V}/\mu\text{s}$ 条件下, 相应的位移电流 $i_s \approx 2\mu\text{A}$, $i_w \approx 200\mu\text{A}$ 。对所测数百微安的探针电流而言, 引起波形畸

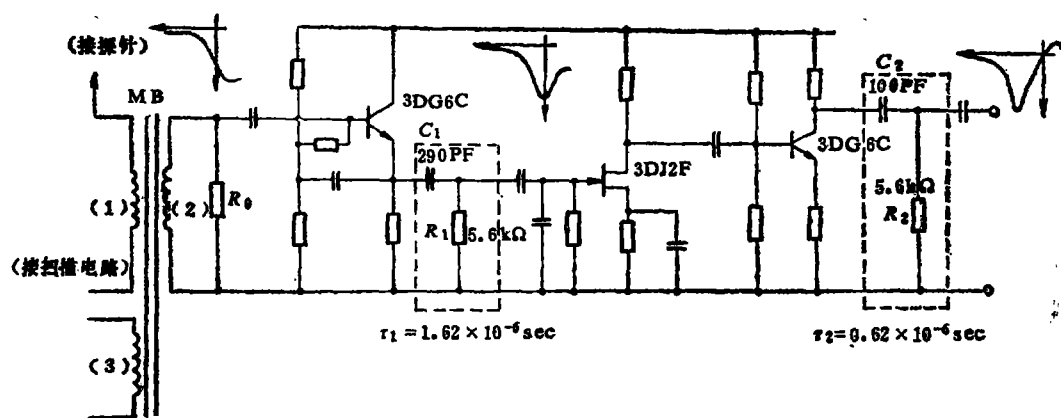


图 4 探针电流微分网络

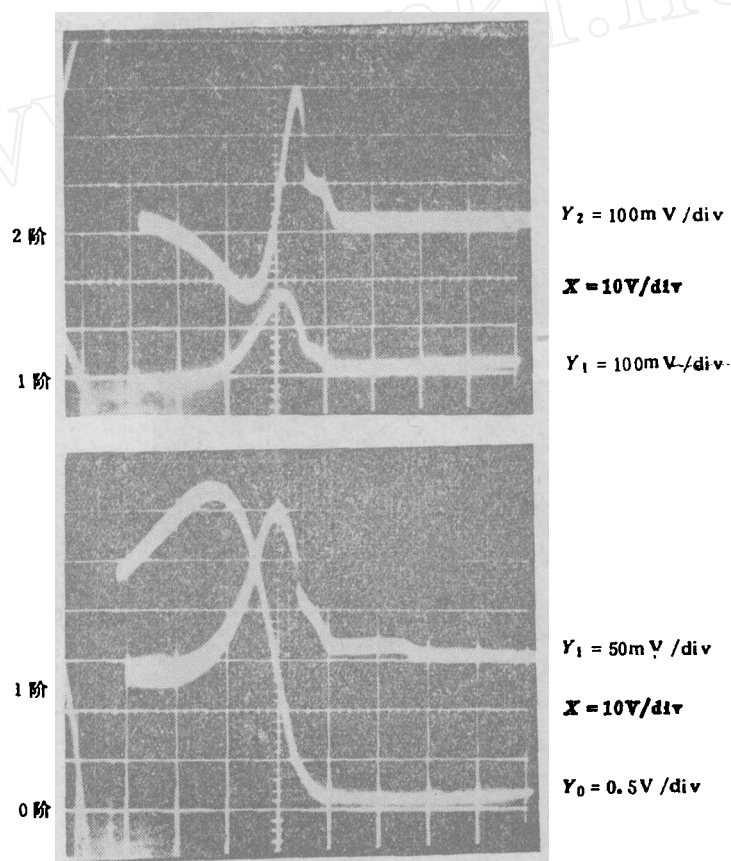


图 5 探针电流微分的相位关系

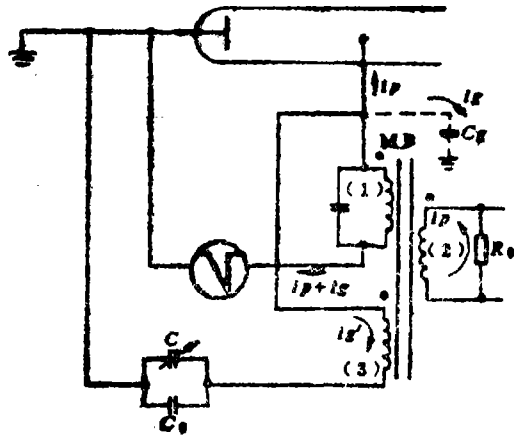


图 6 分布电容位移电流消除电路

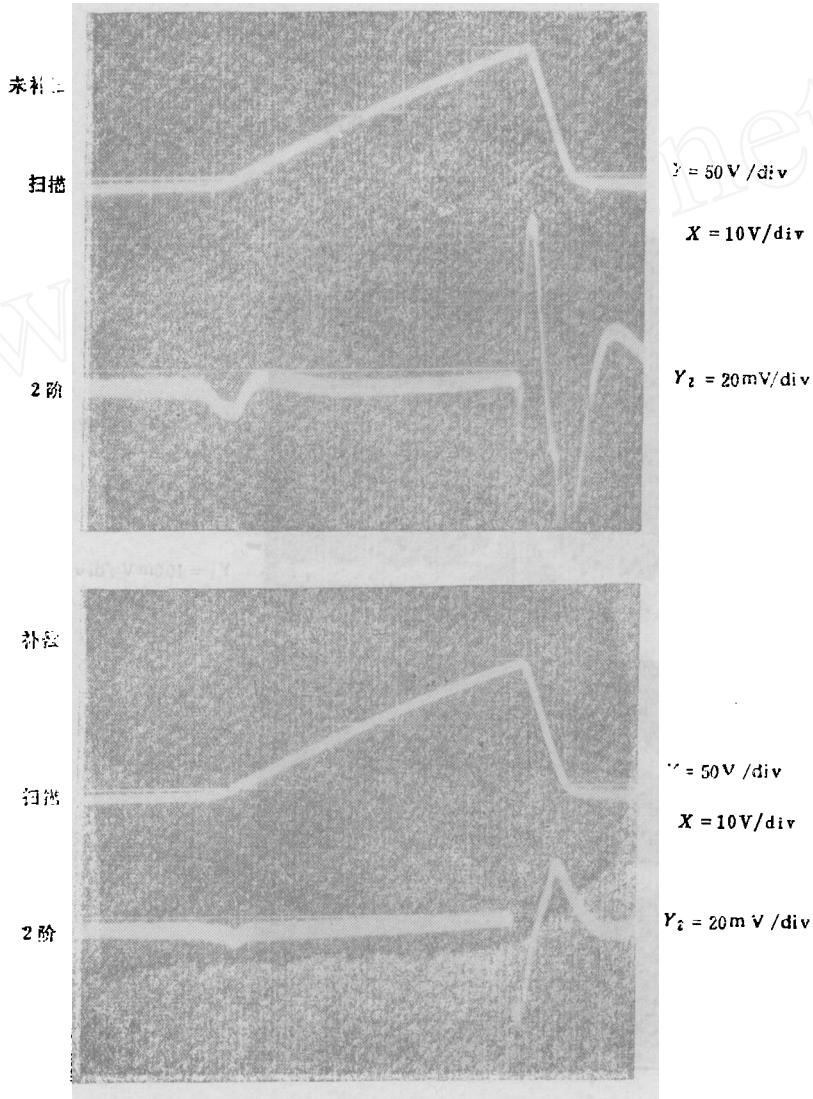


图 7 分布电容位移电流补偿效果

变的主要影响来自导线分布电容的位移电流。实验中我们用变压器 MB 的第 (3) 绕组一端接可调电容 C 与地相连, 另一端反向连接到扫描电路 (见图 6)。在 MB 初级边, 由于 i_s 和 i_e 方向相反, 调整 C , 可显著减小 i_s 的干扰。图 7 的照片表明, 未放电情况下, 在探针偏压开始扫描时, 二阶微分线路输出端出现位移电流 i_s 引起的跳变, 其影响可延续达三分之一扫描周期。当加上位移电流抵偿电路后, 已使位移电流减小到完全不影响测量的程度。

采取以上措施后, 我们在多种气体脉冲放电中已测得稳定的 $\frac{d^2i}{dV^2} - V$ 随时间演变的曲线组。图 8 是 He 的曲线组。放电脉宽 1 ms, 曲线组描述了从脉冲放电到余辉阶段 $\frac{d^2i}{dV^2}$ 曲线的变化过程。

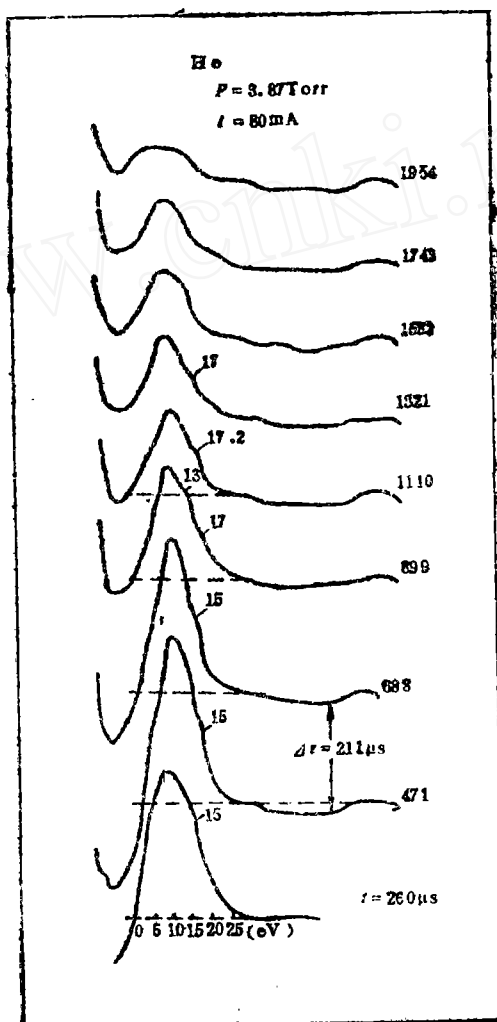


图 8 He 脉冲放电中 $\frac{d^2i}{dV^2} - V$ 曲线组

四、实验方法的验证

目前就国内外资料看, 还没有检查 EED 能量关系正确性的方法。为了验证本文实验技术的可靠性, 我们采取了下面两种方法:

1. 脉冲扫描与慢扫描结果比较

我们在稳态放电条件下, 保持放电电压和电流不变 (其波动分别小于 0.5% 和 1%), 分别用慢扫描的二阶微分网络法 (扫描速率 $K_s = 28 \text{ V/s}$) 和脉冲扫描法 (扫描速率 $K_p = 1.83 \text{ V}/\mu\text{s}$) 对同一放电气体进行测量, 然后对测得的 $\frac{d^2i}{dV^2} - V$ 曲线进行峰值归一比较。图 9 表明在不同气体组份, 不同气压和放电条件下, 两种方法测得的结果符合得比较好, 这证明在实验所用的扫描速率下, Druyvesteyn 方法所要求的条件仍然满足。

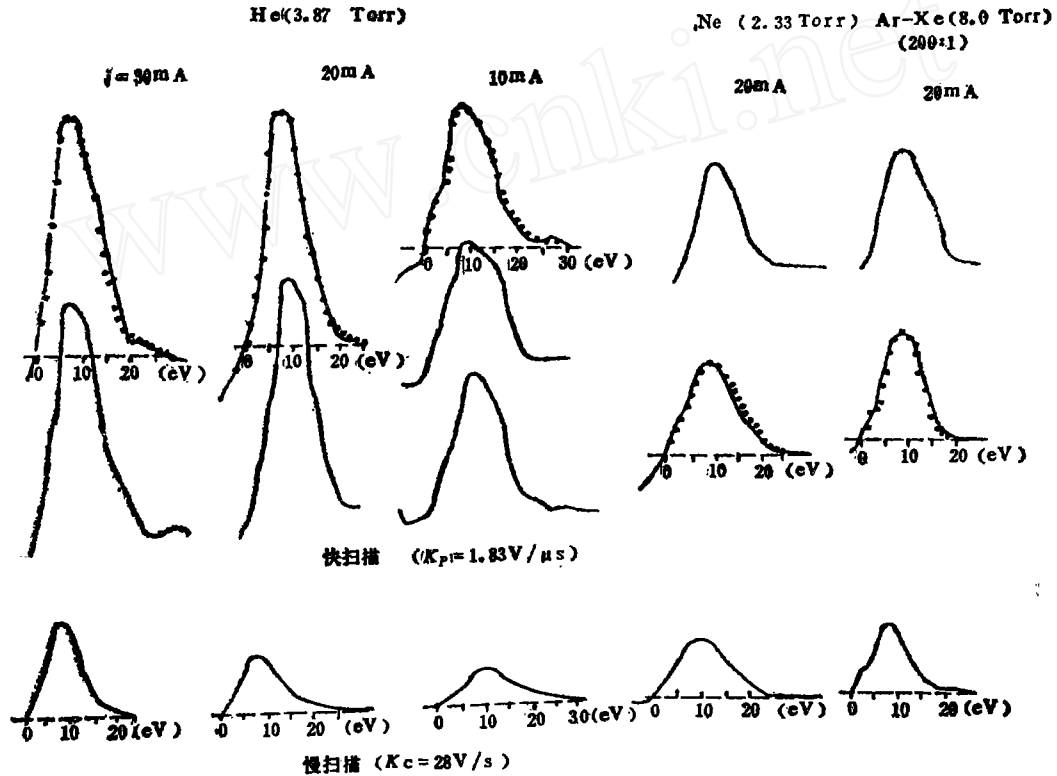


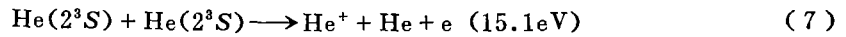
图 9 两种测量方法结果比较

2. 惰性气体亚稳原子 Penning 电离标定

众所周知, 惰性气体放电中会积聚大量的亚稳原子, 这些亚稳原子之间的 Penning 电离会产生具有确定能量的电子, 因此在 EED 曲线上相应的能量位置就会出现电子增殖形成的电子“峰”。这些能量确定的电子“峰”是原子本身结构的反映。我们认为检查 EED 曲线上

这些电子特征峰的能量位置是否准确,可以用来标定 EED 曲线上最重要的能量关系。

He 的最低亚稳态 2^3S (19.8eV) 之间的 Penning 电离产生 15.1eV 的电子



Ne 的最低亚稳态 ($1S_5$) (16.6eV) 之间 Penning 电离产生 11.7eV 的电子:

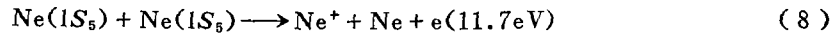


图 10 是选自图 9 He, Ne 脉冲扫描的 $\frac{d^2i}{dV^2}-V$ 曲线和相应的 EED 曲线 (已作气压修正), 分别显示 He 在 15eV 和 Ne 在 11.7eV 处有电子的相对增殖, 这说明本文实验测得的 EED 曲线的能量关系是准确的。

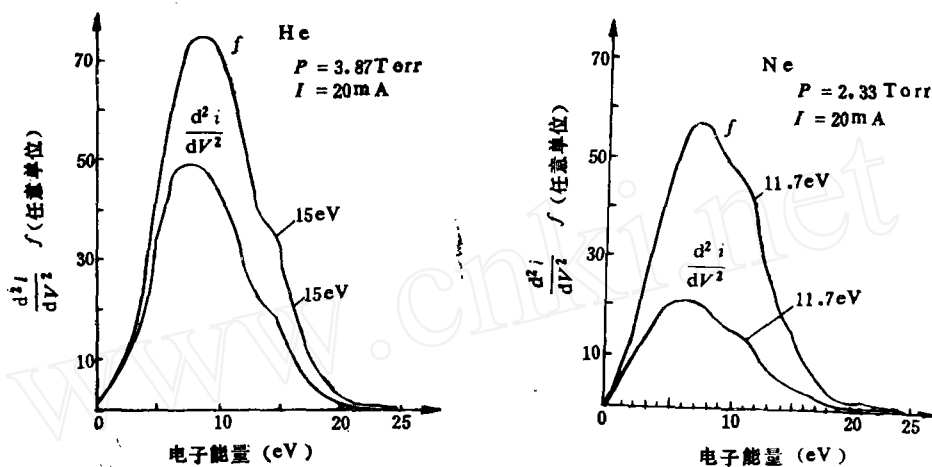


图10 He, Ne Penning电离特征峰标定

最后, 估计本文实验的相对误差。从公式 (1) 有

$$\frac{\Delta f(E)}{f(E)} = \sqrt{\left(\frac{\Delta V}{2V}\right)^2 + \left[\Delta\left(\frac{d^2i}{dV^2}\right) / \frac{d^2i}{dV^2}\right]^2} \quad (9)$$

引起 V 的误差主要是等离子体空间电位的波动, 扫描电压线性误差和读数误差, 它们分别为 0.5%, 3% 和 2%, $\frac{d^2i}{dV^2}$ 的测量误差主要来自微分线路对前级的分流, 微分公式推导中的电压近似和变压器 MB 在 500kHz 情况下信号传输衰减, 它们分别是 0.2%, 2% 和 5.8%。根据式 (9) 可算得本文实验的相对误差为 11%, 这在微观参量测量中是满足要求的。

五、结 论

1. 本文分析表明, 限制电探针 Druyvesteyn 方法在快速扫描测量中应用的主要因素是探针鞘层的驰豫时间。实验证明选择探针电压扫描速率 $K < 10^2 \text{ V}/\mu\text{s}$ 是适宜的。

2. 本文提出用惰性气体亚稳原子 Penning 电离电子峰标定 EED 曲线的能量关系, 可作为其它 EED 测定方法检验的依据。

3. 本文提出的快速扫描微分网络法测定 EED 无需被测等离子体性质严格的周期变化,并能展示 EED 随时间的变化过程,使其在脉冲气体激光器,气体瞬态放电和不稳定等离子体微观过程的研究中得到应用。

作者感谢周光地研究员的指导和胡昌信、刘厚宽、袁茂竹、崔德华同志的帮助。

参 考 文 献

- [1] 周光地、杨明江、胡昌信, 电子学报, Vol. 11, No. 2, (1983), P. 93
- [2] M. J. Druyvesteyn, Zeits. f. Physik, Vol. 64, (1930), p. 790
- [3] R. L. F. Boyd, N. D. Twiddy, Proc. Roy. Soc., A 250, (1959), p. 250
- [4] S. W. Rayment, N. D. Twiddy, Proc. Roy. Soc, A 340, (1968), p. 87
- [5] S. Matsumura, Sin-Li Chen, Rev. Sci. Instrum. 50(11), (1979), p. 1426
- [6] K. Schoenberg, Rev. Sci. Instrum. 49(10), (1978), p. 1377
- [7] J. D. Swift, M. J. R. Schwar; Electrical Probe for Plasma Diagnostics, Chapter. 2, Iliffe Books Ltd, London, 1970

A Method for Measuring Electron Energy Distribution (EED) in Gas Pulse Discharge

Yang, Ming-jiang Wang, Zhu-wei Wang, Chao-hua

(*Institute of Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Beijing*)

ABSTRACT: Based on author's "Second-order differential network method" for measuring EED in stable discharge, a new method was introduced by means of fast sweeping of pulse train, which can be used to measure second derivative of probe current versus voltage. Each curve can be determined in 20-30 μs with an intermittent interval of 211 μs . This method can be used to measure the electron energy distribution in gas pulse discharge, and to determine its variation with time. This paper demonstrates that Penning ionization of metastable atoms of rare gases could be taken as a calibration of the energy scale of EED.