

关于存在多种亚稳态时的 Townsend 放电瞬态过程分析

王裕民

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

A. ERNEST S. C. HAYDON

(Department of Physics, University of New England NSW 2351, Australia)

1987年6月23日收到

提 要

对 Molnar 的理论作了某些修正并给出在存在多种亚稳态粒子情况下的 Townsend 放电瞬态波形的分析方法。

一、引 言

放电介质中当存在较多亚稳粒子时,放电电流随空间增长不符合经典的 Townsend 公式。这种情况下放电电流的瞬态过程显示有两部分组成:一是快过程,它来源于气体电离,阴极上由离子、光子引起的二次电子发射;另一部分是慢过程,来源于亚稳态粒子的阴极过程。Molnar^[1]给出其理论及测量方法,多年来一直被用于气体电离系数、阴极二次发射系数、亚稳态扩散系数的测量^[2]。但在 Molnar 理论中仍有一些问题值得讨论,主要是对他引进的参量 β 和对 β 的假设上^[3]。近来 Ernest 和 Haydon 发现在纯氮的 Townsend 放电中,放电的瞬态衰减波形显示有两种亚稳态的影响 ($A^3\Sigma_u^+$ 及 $a^1\Sigma_u^-$)^[3,4]。本文就是旨在澄清有关 β 问题以及给出存在多种有效亚稳态时的分析方法:

1) 在单一有效亚稳态情况,本文给出两指数近似下 (Molnar 指出,通常采用两指数近似已达到相当好的精度) 亚稳态衰减时间常数 τ_1, τ_2 与电流衰减特征时间 T_1, T_2 的关系。这一关系中不包含这一人为的参量 β 。

2) 在存在两种有效亚稳态时,本文给出了两种亚稳态的衰减速率 (包括扩散及体猝灭效应) 与 Townsend 放电衰减速率的关系。我们指出,在特殊情况下,本文的结果就化为 Molnar 和 Ernest 与 Haydon 给出的结果。

二、公式推导

首先描述问题的物理图象: 在一对平行平板电极间加一小于击穿电压的电压, 紫外

光照射阴极提供 Townsend 放电的初始电子,在紫外光切断的瞬间,初始电子消失了,但电极间仍存留电子、正离子和亚稳态粒子,电子、正离子分别很快地到达阳极和阴极而消失,正离子及激发态的光子又在阴极表面产生二次电子,二次电子又向阳极运动产生新的电离和激发等等,这样经历几代后最后消失,这一过程一般为微秒级;在放电空间中还有一个与亚稳态有关的缓慢过程在进行:即亚稳态扩散到阴极,在阴极产生二次电子,二次电子又引起电子、离子的增殖和新的亚稳态的再生,然后这些亚稳态又经历同样的扩散到阴极.这样一代接一代直到所有亚稳态粒子消失为止,放电电流才停止.这一过程较慢,大约需要毫秒级时间.这样, Townsend 放电的衰减或增长波形,都包含两部分,一是快过程,其电流为 i_f ,它是与电子、离子以及由离子、激发态(非亚稳的)激发的光子在阴极上的二次过程所联系的.另一部分是慢过程,是亚稳态粒子所联系的慢过程,快过程的电流记为 $i_f(t)$,慢过程的电流记为 $i_s(t)$ (见图 1)

$$i_f = i_0 \exp(\alpha x) / (1 - R_f),$$

$$R_f \equiv \gamma_f [1 - \exp(\alpha x - 1)], \quad (1)$$

其中 α 是 Townsend 第一电离系数, γ_f 是当正离子及光子轰击阴极时平均每个离子所产生的电子数. 实验中我们所用的预电离紫外光是一重复的阶梯函数形式,当紫外光切断后,慢变化的瞬态电流波形可由下式给出^[1](见图 1):

$$i_s^{\text{off}}(t) = i_{s0} - i_s^{\text{on}}(t)$$

$$= i_{s0} - \frac{\gamma_m f_{\text{esc}}}{1 - R_f} \int_0^t P_k(t-t')(i_f + i_s(t')) dt', \quad (2)$$

其中 $P_k(t-t')$ 是在 t' 时刻离开阴极的一个电子所产生的亚稳态粒子扩散回阴极,在 t 时刻到达阴极表面的速率. 在 $t=0$ 时 $i_s^{\text{off}}(t) = i_{s0}$ 是紫外光照射时慢变化电流的稳态值(即亚稳态粒子所引起的电流). γ_m 是每个亚稳原子撞击阴极产生的电子, f_{esc} 表示二次电子进入放电通道的几何因子. (2)式考虑了电子、离子、亚稳态粒子的各代再生过程.

为了计算 $P_k(t)$ 函数,要计算 $t=0$ 时刻从阴极离开的一个电子所产生的亚稳态粒子的线密度 $\rho(x,t)$,我们跟踪这个电子,它首先以极快的速度向阳极运动,在这个过程中产生了电子、离子和亚稳态粒子,由于这个过程极快,我们认为它是在 $t=0$ 时发生的,紧接这个过程的就是亚稳态粒子通过扩散、碰撞猝灭而衰减.从阴极出发的每个电子都要经历这一过程,所以在(2)式中要对所有从阴极出发的电子进行积分.如果我们考虑两种亚稳态粒子,其线密度分别为 ρ 及 ρ' ,扩散系数为 D_M 及 D'_M ,体猝灭速率为 G, G' ,则单电子亚稳态粒子线密度将满足下述方程:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = D_M \frac{\partial^2 \rho}{\partial x^2} - G\rho,$$

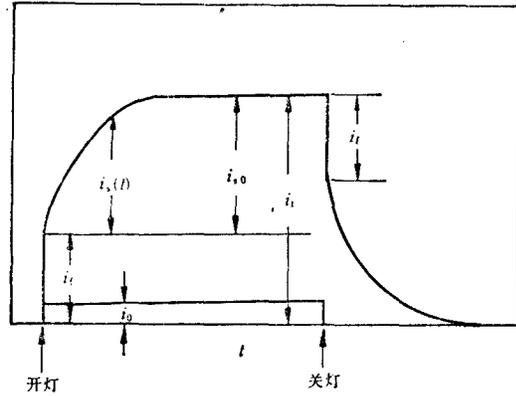


图 1 典型的电流 i 和 i 的曲线 i_f 为总的电流;
 i_f 为快变化部分电流; $i_s(t)$ 为慢变化部分电流; i_0
为预电离电流(阴极表面处)

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = D'_M \frac{\partial^2 \rho'}{\partial x^2} - G' \rho'. \quad (3)$$

初始条件为

$$\begin{aligned} \rho(t=0) &= A\alpha_m e^{\alpha x}, \\ \rho'(t=0) &= A'\alpha'_m e^{\alpha x}. \end{aligned} \quad (4)$$

边界条件为 $x=0$ 及 $x=d$,

$$\rho(0,t) = \rho'(0,t) = 0, \quad (5)$$

α_m 是电子激发亚稳态的增益系数.

由此给出解为

$$\begin{aligned} \rho(x,t) &= \sum_{n=1} a_n \sin \frac{n\pi x}{d} \cdot \exp \left[-\left(\frac{\pi^2 n^2 D_M}{d^2} + G_M \right) t \right], \\ a_n &= \frac{2}{d} \int_0^d \rho_0(x, t=0) \cdot \sin \frac{n\pi x}{d} \cdot dx. \end{aligned} \quad (6)$$

$\rho'(x,t)$ 有同样形式 ($a_n \rightarrow a'_n, D_M \rightarrow D'_M, G_M \rightarrow G'_M$).

$t=0$ 由阴极表面出发的一个电子产生的亚稳态粒子在 t 时刻扩散到阴极表面的粒子流为

$$\begin{aligned} P_k(t) &= D_M \frac{\partial \rho(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} + D'_M \frac{\partial \rho'(x,t)}{\partial x} \Big|_{x=0} \\ &= D_M \sum_{n=1} \frac{n\pi}{d} a_n \exp \left[-\left(\frac{\pi^2 n^2 D_M}{d^2} + G_M \right) t \right] \\ &\quad + D'_M \sum_{n=1} \frac{n\pi}{d} a'_n \exp \left[-\left(\frac{\pi^2 n^2 D'_M}{d^2} + G'_M \right) t \right] \\ &\equiv P_1 e^{-t/\tau_1} + P_2 e^{-t/\tau_2} + \dots, \\ &\quad + P'_1 e^{-t/\tau'_1} + P'_2 e^{-t/\tau'_2} + \dots, \end{aligned} \quad (7)$$

其中

$$\tau_n^{-1} = \frac{\pi^2 n^2 D_M}{d^2} + G_M, \quad \tau'_n^{-1} = \frac{\pi^2 n^2 D'_M}{d^2} + G'_M. \quad (8)$$

由方程(2), 将放电电流也展为指数形式

$$\begin{aligned} i_s^{\text{off}}(t) &= i_{s1} e^{-t/T_1} + i_{s2} e^{-t/T_2} + \dots \\ &\quad + i'_{s1} e^{-t/T'_1} + i'_{s2} e^{-t/T'_2} + \dots, \end{aligned} \quad (9)$$

其中电流的衰减指数 $1/T_1, 1/T'_1, 1/T_2, 1/T'_2, \dots$ 及相应的初始电流 $i_{s1}, i'_{s1}, i_{s2}, i'_{s2}, \dots$ 都可从测量的瞬态波形给出. 将(7),(9)式代入(2)式得

$$1 = \frac{\gamma_m \text{csc}}{1 - R_f} \sum_{j=1}^N \left(\frac{P_j}{\tau_j - \frac{1}{T}} + \frac{P'_j}{\tau'_j - \frac{1}{T}} \right) \quad (T \text{ 代表 } T_1, T'_1, T_2, T'_2, \dots \text{ 共 } N \text{ 个量}), \quad (10)$$

$$i_f + i_{s0} = \sum_{i=1}^N \left(\frac{i_{si}}{1 - \frac{\tau}{T_i}} + \frac{i'_{si}}{1 - \frac{\tau}{T'_i}} \right) \quad (\tau \text{ 表示 } \tau_1, \tau'_1, \tau_2, \tau'_2, \dots \text{ 共 } N \text{ 个量}), \quad (11)$$

$$\frac{i_{s0}}{i_{s0} + i_t} = \frac{\gamma m f_{esc}}{1 - R_t} \sum_{i=1}^N (P_i \tau_i + P_i' \tau_i'), \quad (12)$$

$$P_i = D_M \frac{j\pi}{d} \frac{2}{d} \int_0^a \rho(0, x) \sin \frac{j\pi x}{d} dx,$$

$$P_i' = D_V \frac{j\pi}{d} \frac{2}{d} \int_0^a \rho'(0, x) \sin \frac{j\pi x}{d} dx, \quad (13)$$

其中 $i_{s0} = i_s(t=0) = i_{s1} + i_{s2} + i_{s3} + i_{s4} + \dots$.

因为所有的 T 及 $i_t, i_{s0}, i_{s1}, i_{s2}, \dots$ 都可由实验测得的波形给出, 所以所有亚稳态的衰减常数 $1/\tau$ 都可由方程(11)求出. 方程(11)实际上是 τ 的 N 阶方程, 它的 N 个根, 就给出 $\tau_1, \tau_1', \tau_2, \tau_2', \dots$ 的 N 个值. 它们的个数和大小是由亚稳态的数目、特性、扩散以及亚稳态密度初始分布等决定的.

三、结果讨论

1. 单一有效亚稳态的双指数近似

只存在一种亚稳态粒子时对应(7)和(9)式有

$$\begin{aligned} p_k(z) &= P_1 e^{-z/\tau_1} + P_2 e^{-z/\tau_2}, \\ i_s^{\text{off}}(t) &= i_{s1} e^{-t/T_1} + i_{s2} e^{-t/T_2}. \end{aligned}$$

解(11)式给出 τ 的两个根为

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_{2,1}} &= \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{T_1} \left(1 + \frac{i_{s1}}{i_t} \right) + \frac{1}{T_2} \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) \right. \\ &\quad \left. \pm \sqrt{\left[\frac{1}{T_1} \left(1 + \frac{i_{s1}}{i_t} \right) + \frac{1}{T_2} \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) \right]^2 - \frac{4}{T_1 T_2} \frac{i_t}{i_t}} \right\}, \quad (14) \end{aligned}$$

其中 $i_t = i_t + i_{s0}$ 为总的初始电流.

在极根情况下, 当 $T_1 \gg T_2$ 时,

$$\frac{1}{\tau_{2,1}} \approx \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{T_2} \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) \pm \sqrt{\left[\frac{1}{T_2} \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) \right]^2 + \frac{2}{T_1 T_2} \left(1 + \frac{i_{s1}}{i_t} \right) \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) - \frac{4}{T_1 T_2} \frac{i_t}{i_t}} \right\}.$$

由此给出亚稳态衰减的两个指数

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_1} &\approx \frac{1}{T_1} \frac{i_t + i_{s0} - (i_{s1} i_{s2} / i_t)}{i_t + i_{s2}} \\ &\approx \frac{1}{T_1} \frac{i_t}{i_t - i_{s1}}, \quad (15) \end{aligned}$$

$$\frac{1}{\tau_2} \approx \frac{1}{T_2} \frac{i_t + i_{s2}}{i_t} = \frac{1}{T_2} \frac{i_t - i_{s1}}{i_t - i_{s1} - i_{s2}}. \quad (16)$$

在 Molnar 的文章中, 他引入一参量 β ,

$$\beta = \tau_1 / \tau_2 \approx \tau_1 / T_2,$$

从而得到

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{T_1} \frac{i_t + \frac{\beta}{\beta-1} i_{s2} + i_{s1}}{i_t + \frac{\beta}{\beta-1} i_{s2}}$$

显然我们的结果(14)式,在 $T_1 \gg T_2$ 的极限情况下就化为 Molnar 的 $\beta \gg 1$ 的情况的结果 $\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{T_1} \frac{i_t}{i_t - i_{s1}}$.

2. 存在两种不同亚稳态粒子时的情况

在这种情况下可给出同样结果. 在与亚稳态衰减有关的慢变化中,用 τ'_1, T'_1 代表其中比较快的亚稳态及放电电流的时间常数,用 τ_1, T_1 代表其中比较慢的亚稳态及电流的时间常数. 则

$$\frac{1}{\tau_1} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{T_1} \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) + \frac{1}{T'_1} \left(1 + \frac{i'_{s1}}{i_t} \right) - \sqrt{\left[\frac{1}{T_1} \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) + \frac{1}{T'_1} \left(1 + \frac{i'_{s1}}{i_t} \right) \right]^2 - \frac{4}{T_1 T'_1} \frac{i_t}{i_t}} \right\}, \quad (17)$$

$$\frac{1}{\tau'_1} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{1}{T_1} \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) + \frac{1}{T'_1} \left(1 + \frac{i'_{s1}}{i_t} \right) + \sqrt{\left[\frac{1}{T_1} \left(1 + \frac{i_{s2}}{i_t} \right) + \frac{1}{T'_1} \left(1 + \frac{i'_{s1}}{i_t} \right) \right]^2 - \frac{4}{T_1 T'_1} \frac{i_t}{i_t}} \right\}. \quad (18)$$

同样在极限情况 $T'_1 \ll T_1$ 时,

$$\begin{aligned} \frac{1}{\tau_1} &\approx \frac{1}{T_1} \frac{i_t + i_{s2} - (i_{s1} i'_{s1} / i_t)}{i_t + i'_{s1}} \\ &\approx \frac{1}{T_1} \frac{i_t}{i_t - i_{s1}}, \end{aligned}$$

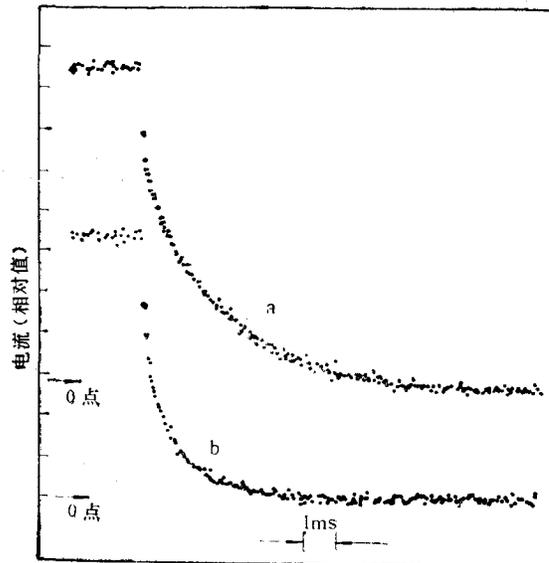


图 2

$$\frac{1}{\tau_1} \approx \frac{1}{T_1} \frac{i_t - i_{s1}}{i_t - i_{s1} - i'_{s1}} \quad (19)$$

(19)式就是 Ernest 与 Haydon 过去分析多种亚稳态影响时曾得到的关系^[4], 因此它是我们现在结果的一个特例。

最后用一个例子说明如何利用我们提出的方法分析波形。实验中我们在均匀场电极间充氖气 7.5 Torr, $d = 1.4\text{cm}$, 测量紫外光切断后的电流衰减波形, 利用瞬态波形分析仪, 通过数/模转换及时间平均技术, 取 5000 次平均 1024 个通道, 每通道 $50\mu\text{s}$ 。图 2 为电流瞬态衰减波形, 曲线 a 为无激光作用情况; b 曲线为有激光通过介质的情况其波长对应 $\text{Ne } 1s_5 \rightarrow 2P_1$ 的跃迁。将波形画在半对数坐标中给出图 3 结果, 由 \times 组成的图形是一直线, 其斜率 $1/T = 351.6\text{s}^{-1}$, 为单指数衰减情况, 由(11)式 $1/\tau = 1017\text{s}^{-1}$ 。它给出 $1s_5$ 的猝灭速率, 即

$$\frac{\pi^2 D_M}{d^2} + G_M = 1017\text{s}^{-1}.$$

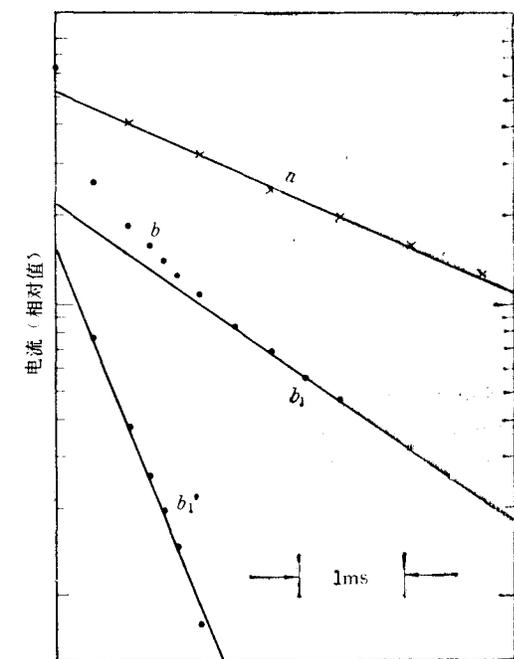


图 3 曲线 a 对应图 2 中曲线 a ; 曲线 b 对应图 2 中曲线 b

图 3 中由 \cdot 组成的曲线 b 是激光作用下的衰减波形, 它分解为两条直线 b_1 及 b_1' 叠加, 它们斜率分别为 $1/T_1 = 562.6\text{s}^{-1}$ 及 $1/T_1' = 2031\text{s}^{-1}$ 。外延到 $t = 0$, 给出 $i_{s1} = 22.2$, $i'_{s1} = 16$, 总电流 $i_t = 65$, 利用(11)式可得到两个亚稳态的总猝灭率为

$$\text{对 } 1s_5 + 1s_4, \quad \frac{1}{\tau_1} = \frac{\pi^2 D_M}{d^2} + G_M = 797.7\text{s}^{-1};$$

$$\text{对 } 1s_5, \quad \frac{1}{\tau_1} = \frac{\pi^2 D_M}{d^2} + G_M + G_1 = 3474.4\text{s}^{-1}.$$

其中 G_1 为激光引起的附加体猝灭速率。关于激光作用下的放电问题, 我们在另文中专门讨论^[5]。

参 考 文 献

- [1] J. P. Molnar, *Phys. Rev.*, **83** (1951), 933.
- [2] S. C. Haydon and O. M. Williams, *J. Phys. D*, **9**(1976), 523.
- [3] A. Ernest and S. C. Haydon, Proc. XVth Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Dusseldorf, Eds. W. Botticher *et al.*, Aug. (1983), p.132.
- [4] A. Ernest and S. C. Haydon, *Aust. J. Physics*, **39**(1986), 479.
- [5] Wang Yumin, A. Ernest and S. C. Haydon, Proc. XVIII th Int. Conf. on Phenomena in Ionized Gases, Swansea, U. K. July, (1987).

**TRANSIENT CURRENT ANALYSIS IN TOWNSEND
DISCHARGE WITH VARIOUS KINDS
OF METASTABLES**

WANG YU-MIN

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica)

A. ERNEST S. C. HAYDON

(Department of Physics, University of New England, Armidale, NSW 2351, Australia)

ABSTRACT

Some modifications are made on the Mo'nar theory. And the analytical method for finding the transient wave-form in Townsend discharge with various kinds of metastables is given.
