

## SQS 机制另一可能的解释\*

李 焕 铁

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

### 摘 要

对圆柱形室和丝室中的自猝灭流光作了实验研究, 提出另一有关其形成机制的解释. 在潜迹和相继的雪崩中产生的激发态原子或分子起着非常重要的作用, 是主要的光电子源, 而其相互作用也可能是电离光子源. 文中给出描述跳变和流光电荷的公式, 同时采用计算机程序动态地考虑空间电荷电场效应. 理论和实验进行了比较.

自猝灭流光探测器自七十年代出现和发展以来<sup>[1-5]</sup>, 至今在粒子物理领域已获得广泛和重要的应用. 一些作者对其工作机制进行了研究<sup>[6-13]</sup>, 提出了几种解释. 但是, 为什么流光放电会垂直于阳极丝在狭窄的范围内发展, 而不向旁侧扩展<sup>[6,7]</sup>? 在 Xe 和 CO<sub>2</sub> 混合物中, Xe 的复合或退激光子的最大能量不足以电离猝灭气体 CO<sub>2</sub> 分子, 为何也能产生 SQS<sup>[8]</sup>? 亚稳态原子或分子 Ar<sup>m</sup> 的量是否能足以产生 SQS<sup>[11]</sup>? 这些问题都有待于阐明. 定量方面的解释则更是不够. 本文试图在分析实验事实和前人研究的基础上, 提出另一可能的解释.

### 一、实验和数据

本实验中用了几个不同几何的室. 两个不同直径的圆柱形室, 其阴极为带内导电层的薄塑料管, 直径分别为 12.4mm (A 室) 和 3.8mm (B 室). 一个带中心丝的铜管, 截面为  $10 \times 5 \text{mm}^2$  (C 室), 阳极中心丝直径均为  $50 \mu\text{m}$ . 另有两个带场丝的丝室, 其一的阳极和阴极间隙  $l$  为 5mm, 阳极丝和场丝彼此相邻, 丝距  $S$  为 5mm (D 室); 另一的  $l$  为 1.5mm,  $S$  为 2mm (E 室), 阳极丝和场丝直径分别为  $50 \mu\text{m}$  和  $100 \mu\text{m}$ , 阴极为镀在绝缘板上的薄铜层, 都开有薄窗, 以让 <sup>55</sup>FeX 射线入射. 场丝都保持地电位. 工作气体主要用 32% Ar + 68% CO<sub>2</sub>, 也改变比例进行比较. 另外用 CO<sub>2</sub> + n-pentane (17°C) 混合气体进行实验对照. 实验仪器包括电荷灵敏放大器、线性脉冲放大器和多道幅度分析器 (ORTEC 100U), 主要测量室的输出脉冲幅度和电荷, 快示波器 (Tektronix485) 用以观察室的输出脉冲波形和时间特性.

本文 1991 年 11 月 15 日收到.

\* 国家自然科学基金资助.

观察 C 室的流光脉冲波形, 室的输出负载电阻为  $50\Omega$ , 在  $32\% \text{ Ar} + 68\% \text{ CO}_2$  和  $70\% \text{ Ar} + 30\% \text{ CO}_2$  情况下, 脉冲底宽分别为  $50\text{--}70\text{ns}$  和  $220\text{--}290\text{ns}$ , 与工作电压有关; 而上升时间皆为  $\sim 6\text{ns}$ 。实验测得室的输出电荷  $Q$  随工作电压  $V$  的变化曲线, 如图 1 和 2 所示。对于几种不同几何的室, 在  $\text{Ar}$  和  $\text{CO}_2$  混合气体中都呈现非常明显的强流光

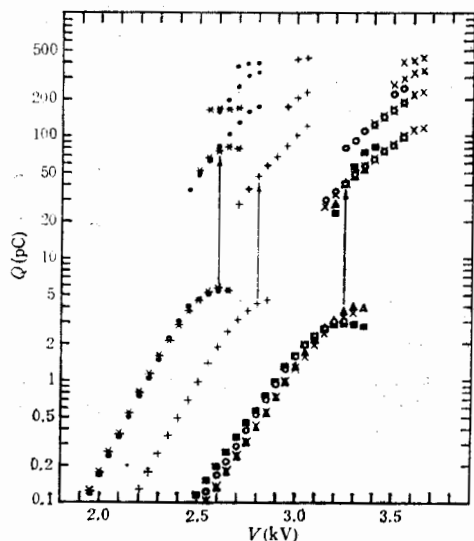


图 1 实验测得的输出电荷  $Q$  对工作电压  $V$  的关系曲线, 以及理论和实验的比较  
 ○ A 室; \* B 室; + C 室; × D 室, 工作气体均为  $32\% \text{ Ar} + 68\% \text{ CO}_2$ . ● A 室和  $70\% \text{ Ar} + 30\% \text{ CO}_2$ .  $^{55}\text{Fe}$  X 射线入射. 计算值(以 A 室和  $32\% \text{ Ar} + 68\% \text{ CO}_2$  为例): ■  $\alpha/p$  取用 Diethorn 公式(14); ▲  $\alpha/p$  取用 Townsend 公式(16), 两者的流光电荷皆由公式(12)得出

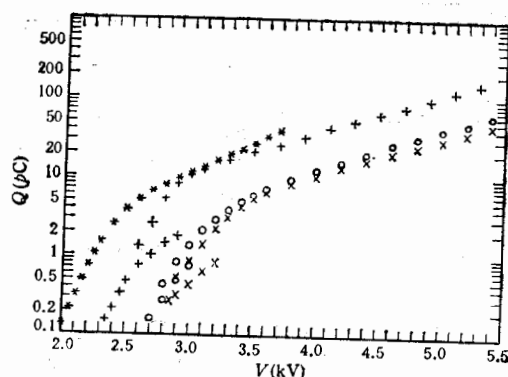


图 2 实验测得的工作气体为  $\text{CO}_2 + \text{n-pentane}$  ( $17^\circ\text{C}$ ) 的各室的  $Q$ - $V$  曲线  
 ○ A 室; \* B 室; + C 室; × D 室.  $^{55}\text{Fe}$  X 射线入射

跳变, 在跳变电压处电荷增大约 11—16 倍。在  $\text{CO}_2 + \text{n-pentane}$  中则没有, 仅显示很弱的跳变; 在充这种气体的很细的 B 室和很薄的 E 室中则无跳变, 而呈现类似小间隙室的饱和模式。进一步将  $^{55}\text{Fe}$  X 射线准直成很窄的  $\sim 0.2\text{mm}$  的束, 入射到充  $32\% \text{ Ar} + 68\% \text{ CO}_2$  的 C 室和 E 室。准直缝(长  $\sim 3\text{mm}$ ) 平行于阳极丝。令准直束至阳极丝的距离为  $x$ , 测量一定电压不同入射位置  $x$  下的脉冲幅度谱, 结果如图 3。从幅度谱可以得到流光脉冲计数响应对  $x$  的关系图, 如图 4。我们发现, 存在明显的位置效应<sup>[16]</sup>, 流光峰高和流光脉冲总计数随  $x$  增大而增加, 对于 C 室大约在  $x$  为 2.5 到 3.0mm 达最大, 而在 0 到 0.5mm 间计数最小。谱中同时共存的正比峰的峰高和正比脉冲总计数则正好相反, 随  $x$  增大而减小。室越薄这一效应越明显, 对于厚室则不易测出。这种位置效应意味着流光发生效率与原电离电子产生的位置到阳极丝的路程长度有关。

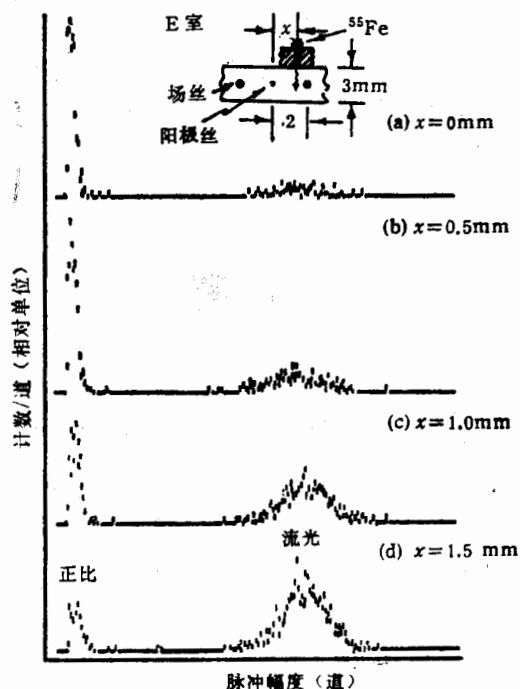


图3 准直的 $^{55}\text{Fe}$  X射线在不同位置 $x$ 入射时,实验测得的脉冲幅度谱。E室,工作气体为32% Ar + 68% $\text{CO}_2$ ,电压2.6kV,测量时间皆为20分钟。窗宽每道5mV。各谱的坐标轴标度相同

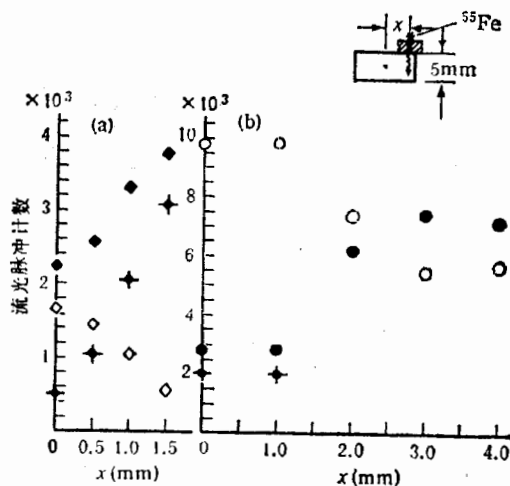


图4 流光脉冲计数响应与距离 $x$ 的关系  
(a) E室,  $V = 2.6\text{kV}$ ; (b) C室,  $V = 2.8\text{kV}$   
◆和●为包括一次流光和二次流光的脉冲计数;  
◆和◇为一次流光计数;◇和○为共存的正比脉冲计数。工作气体为32% Ar + 68% $\text{CO}_2$

## 二、自猝灭流光机制、理论公式及同实验的比较

### (1) SQS 的形成和发展以及计算流光电荷的公式

原电离电子在电场作用下,向阳极中心丝漂移,不断从电场获得能量。起先主要和气体原子或分子发生弹性碰撞,但也有少数长自由程的电子能够发生激发碰撞。当电子在平均自由路程上获得的能量超过激发电位 $V_{ex}$ 时,则主要发生激发碰撞,同样也有少量电离碰撞。当获得的能量超过电离电位 $V_i$ 时,则开始发生雪崩式的电离碰撞,即在阳极丝附近区域产生原雪崩(图6(a))。原电子从产生处漂移到阳极,在气体中留下一条潜伏的径迹,定义为潜迹。在潜迹及其所包括的原雪崩范围内留下了沿途分布的激发态原子或分子 $A^*$ 、正离子 $A^+$ 以及漂向阳极的电子。而在次级雪崩中又不断有新的 $A^*$ 、 $A^+$ 和电子产生。我们认为,对于SQS的形成,激发态原子是一个非常重要的因素。前面实验表明,流光脉冲上升时间为 $\sim 6\text{ns}$ ,这就是说,SQS过程的发展非常快。因为一般激发态原子的辐射衰变寿命 $\tau \geq 10^{-8}\text{s}$ ,因此在流光形成期间激发态原子可能并未衰变,还存活于现场。激发态原子的电离截面比未激发的原子要大。如果取圆形玻尔轨道的面积为

截面,则预期激发态原子的截面  $\propto n^4/Z^2$ 。例如对于氢原子和量子数  $n=2$ , 激发态的截面为基态的 16 倍<sup>[4]</sup>。更有,电离激发态原子所需的最小能量仅为  $e(V_i - V_{ex})$ , 能量低的光子和电子也能电离激发态原子。由于潜迹中分布着激发态原子和分子,同时,更由于在 SQS 发展过程中前一原或次级雪崩为相继的次级雪崩产生和提供了大量的激发态原子和分子,这样沿着潜迹就造成一个优惠的狭窄的流光放电发展的方向,而且,在其大密度区域中,激发态原子之间甚至和电子或正离子之间的相互作用,可能是传播 SQS 的光子的来源之一。

首先大致估计潜迹中激发态的分布,以 A 室充 32% Ar + 68% CO<sub>2</sub> 混合气体为例,假定在  $V_{ex}$  到大约 50eV 之间电子的非弹性碰撞总截面变化不很大,可以用下式近似估计电子在单位路程上产生的激发态原子或分子数  $\alpha_{ex}$ <sup>[5]</sup>, 即

$$\frac{\alpha_{ex}}{p} = \frac{g_i}{V_i} - C \cdot \frac{E}{p} \cdot \exp\left(-\frac{g_i}{E/p}\right) \quad (\lambda_i E \geq V_{ex}); \quad (1a)$$

$$\frac{\alpha_{ex}}{p} = \left[ \frac{g_i}{V_i} - C \frac{E_{ex}}{p} \cdot \exp\left(-\frac{g_i}{E_{ex}/p}\right) \right] \cdot \exp\left(1 - \frac{V_{ex}}{V_i} \frac{g_i}{E/p}\right) \quad (\lambda_i E < V_{ex}), \quad (1b)$$

其中  $C$  为气体常数;  $E$  为电场强度;  $p$  为气体压力;  $\lambda_i$  为非弹性碰撞平均自由路程;  $g_i = E_i/p$ ,  $E_i = V_i/\lambda_i$  和  $E_{ex} = V_{ex}/\lambda_i$ 。实际计算得到  $\alpha_{ex}/p$  随  $E/p$  的变化如图 5 所示。取跳变电压  $V_i = 3.2$  kV, 算出 A 室中与  $E/p$  相应的位置  $r$  (至中心丝的距离), 以示意  $\alpha_{ex}/p$  随  $r$  的分布。可见激发态是沿着潜迹在狭长的范围内分布的。图中未包括电子雪崩带来的贡献。在阳极表面附近区域,由于原初雪崩,激发态原子和分子数量为  $\sim 10^7$  量级。原雪崩后紧接着的次级雪崩的发展将使得沿潜迹向阴极方向延伸的该次级雪崩区域中  $A^*$  和  $A^+$  进一步大量增加。

在原雪崩到达阳极的最后瞬间,一方面,沿雪崩锥中心轴的空间电荷电场强度  $E_s$  和总电场强度  $E_t$  随  $r$  的分布大致如图 7 所示。空间电荷使得总电场的极大值离开阳极向阴极方向推移,原雪崩正离子锥尖端区域的总电场抬高,另一方面,此时阳极表面附近区域聚集着密度很大的  $A^*$  和  $A^+$ , 例如前例中  $A^+$  的量为  $\sim 0.96 \times 10^7$ ,  $A^*$  和  $A^+$  同一量级,而电子的速度也减慢了。此时电子和  $A^+$  之间可能发生复合,即

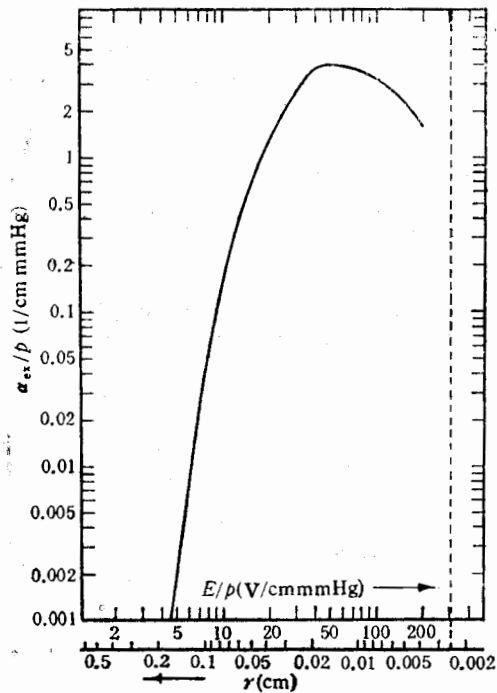
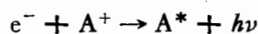


图 5 以圆柱形的 A 室和工作气体 32% Ar + 68% CO<sub>2</sub> 为例,由公式(1)算得的  $\alpha_{ex}/p-E/p$  关系。同时给出流光跳变电压  $V_i = 3.2$  kV 下  $\alpha_{ex}/p$  随  $r$  的分布(未包括阳极丝附近雪崩的贡献)

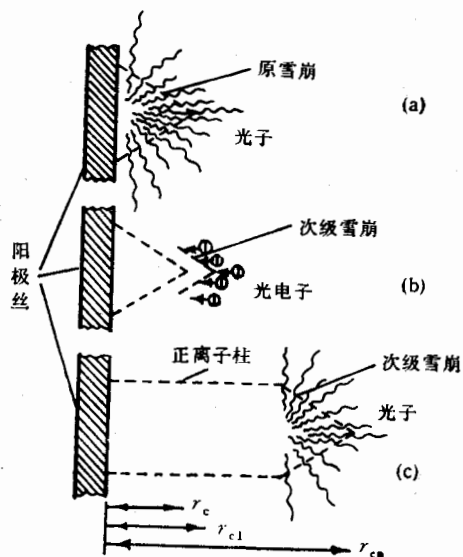
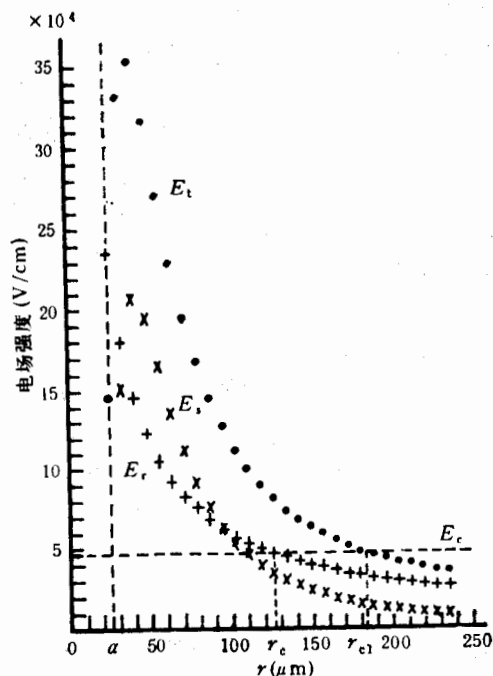


图6 自猝灭流光的形成示意图

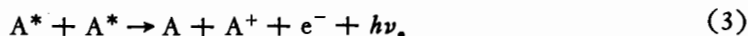
(a) 原雪崩的最后瞬间; (b) 次级雪崩开始发展;  
(c)  $n$  个次级雪崩相继发展之后

图7 原雪崩最后瞬间沿雪崩锥中心轴的电场强度随  $r$  的分布

圆柱形A室和32% Ar + 68% CO<sub>2</sub>; + 外加电场  $E_t$ ; × 正离子空间电荷电场  $E_s$ ; ● 叠加后的总电场  $E_c (= E_t + E_s)$

或 
$$e^- + A^+ \rightarrow A + h\nu; \quad (2)$$

或者,  $A^*$  彼此间可能发生相互作用,即



两者都可能产生传播 SQS 的电离光子(图 6(a)). 上两式中的  $A^*$  和  $A^+$  主要指单原子气体,例如 Ar, 而对于多原子气体,上述相互作用结果将主要导致分解或以其它形式释放能量. 令相应于每一电离有  $\gamma$  个电离光子放出,则产生的电离光子数为  $N_{e1}\gamma$ ,  $N_{e1}$  为原雪崩产生的电子数. 所放出的电离光子在气体中被吸收,在  $r$  到  $r + dr$  气体层中被吸收的电离光子数为

$$dN_{p1} = -N_{e1}\gamma g \mu \exp[-\mu(r-a)]dr,$$

这里  $g$  为几何因子,  $\mu$  为光子的吸收系数. 由于混合物中猝灭气体的含量较多,这些电离光子的平均自由路程 ( $1/\mu$ ) 很短. 其中百分数为  $\varepsilon$  的光子主要和分布在潜迹和原雪崩区域中的激发态原子或分子  $A^*$  产生光电离,即



产生的光电子数为

$$dN_{pe1} = -N_{e1}\gamma g \varepsilon \mu \exp[-\mu(r-a)]dr.$$

它们在电场作用下又向阳极丝运动,在推进的电离临界距离  $r_{c1}$  处开始产生次级雪崩(图 6(b)), 它们抵达阳极丝时繁殖的次级电子数为

$$dN_{e2} = dN_{pe1} \cdot M(r),$$

此处  $M(r)$  为  $r$  处产生并漂移到阳极丝的电子的气体放大倍数。按照 Diethorn 公式, 有

$$M(r) = \exp \left[ \int_a^r \eta_0 E_i dr \right]; \quad (5)$$

或按照 Townsend 理论, 为

$$M(r) = \exp \left[ \int_a^r A \exp \left( -\frac{B}{E_i/p} \right) dr \right]. \quad (6)$$

式中参数见后。故所开创的第二级雪崩电子数为

$$N_{e2} = \int dN_{e2} = N_{e1} q I_1, \quad (7)$$

$$q = \gamma g e,$$

$$I_1 = \mu \int_{r_{c1}}^a \exp \left[ \int_a^r \eta_0 E_i dr' \right] \cdot \exp[-\mu(r-a)] dr. \quad (8)$$

与此同时, 又导致该次级雪崩区域中  $A^*$  和  $A^+$  进一步雪崩式增加, 并且总电场极大值和电离临界距离进一步向阴极方向推进。类似前面所讲的, 在推进的空间电荷和  $A^*$  密集区域中又进一步有电离光子放出, 后者又主要同潜迹和该次级雪崩区域中的  $A^*$  发生光电离, 产生新一级的光电子, 它们在更向前推进的位置  $r_{c2}$  开始开创新的次级电子雪崩。所产生的第三级雪崩电子数为

$$N_{e3} = N_{e1} q^2 I_1 I_2,$$

$$I_2 = \mu \int_{r_{c2}}^{a+\Delta\rho} \exp \left[ \int_{a+\Delta\rho}^r \eta_0 E_i dr' \right] \cdot \exp[-\mu(r-a-\Delta\rho)] dr.$$

这里令  $\Delta\rho$  为电场极大值向前朝阴极方向推进的距离。同理, 进一步产生的第四级雪崩电子数为

$$N_{e4} = N_{e1} q^3 I_1 I_2 I_3,$$

$$I_3 = \mu \int_{r_{c3}}^{a+2\Delta\rho} \exp \left[ \int_{a+2\Delta\rho}^r \eta_0 E_i dr' \right] \cdot \exp[-\mu(r-a-2\Delta\rho)] dr.$$

依此类推, 第五级和第六级电子雪崩放电等相继产生, 直到潜迹中  $A^*$  的数量非常少以及电场很弱为止。这样一雪崩套另一雪崩链式地使放电沿潜迹朝阴极方向发展(图6(c))。注意到所有这一系列的原初和次级雪崩放电是在非常短的时间内相继完成的。于是所产生的总雪崩电子数为

$$N_s = N_{e1} + N_{e1} q I_1 + N_{e1} q^2 I_1 I_2 + N_{e1} q^3 I_1 I_2 I_3 + \dots \quad (9)$$

考虑到随着各级雪崩放电一环套一环地相继发展, 强电场区和雪崩锥尖端迅速地向前朝阴极方向推移, 为了简化, 合理地近似假定  $I_1 = I_2 = I_3 = \dots = I$ , 并有

$$I = \mu \int_{r_{c1}}^a \exp \left[ \int_a^r \eta_0 E_i dr' \right] \cdot \exp[-\mu(r-a)] dr, \quad (10)$$

从而得到

$$N_s = N_{e1} / (1 - qI) = N_p / (1 - qI). \quad (11)$$

其中  $N_p = N_{e1}$  为原雪崩电子数。两边乘以  $e$  得

$$Q_s = Q_p / (1 - qI). \quad (12)$$

这里  $Q_p = N_p e$  为跳变前原雪崩产生的电荷;  $I$  为公式(10)所示的光电子的气体放大藉光子吸收几率的权重; 参数  $q = \gamma g \epsilon$ , 一般可以通过公式(12)同实验的比较得出. 因此由这公式可以计算跳变后的流光电荷  $Q_s$ .

## (2) 参数的确定、原雪崩电荷和流光电荷的计算以及理论和实验的比较

一电子在单位路程上产生的电离碰撞数  $\alpha$  与电场强度的关系为<sup>[15]</sup>

$$\alpha/p = C(E/p) \cdot \exp\left(-\frac{g_i}{E/p}\right), \quad (13)$$

在一级近似下得到

$$\alpha/p = \eta_0 E/p, \quad (14)$$

此即 Diethorn 关系式, 由此不难得出以下关系式:

$$\ln M \cdot \ln(b/a)/V = \eta_0 [\ln(E_s/p) - \ln(E_c/P)]. \quad (15)$$

其中  $E_s$  为阳极丝表面的电场强度;  $E_c$  为临界电场强度. 此式拟合正比区的  $Q-V$  实验数据, 可以求得气体常数  $\eta_0$  和  $E_c/p$ . 本文中都以圆柱形的 A 室充 32% Ar + 68% CO<sub>2</sub> 的混合气体 (<sup>55</sup>Fe X 射线入射) 为例, 进行计算并和实验作比较. 对于该例, 得到

$$\eta_0 = 1.31 \times 10^{-2}/V \text{ 和 } E_c = 4.69 \times 10^4 V/cm.$$

从后者又推得  $r_c = 124 \mu\text{m}$ .

若取用 Townsend 公式

$$\alpha/p = A \cdot \exp\left(-\frac{B}{E/p}\right), \quad (16)$$

则有关系式

$$\ln M \ln(b/a)/V = (A/B) \cdot \exp\left(-\frac{B}{E_s/p}\right). \quad (17)$$

由它拟合正比区实验数据得出气体常数  $A = 9.88/(cm \cdot \text{mmHg})$  和  $B = 222 V/(cm \cdot \text{mmHg})$ .

为了正确地计算在阳极丝上收集的原雪崩电荷, 必须动态地考虑雪崩自身空间电荷电场的影响. 为此用计算机程序模拟电子雪崩的发展. 自电离临界距离  $r_c$  到阳极丝表面将锥分为多个圆盘层, 令锥的顶和底盘层半径为  $R_h = 5 \mu\text{m}$  和  $R_l = 50 \mu\text{m}$ . 当电子雪崩发展到某盘层  $i$  时, 该盘层上的电荷由下式计算, 即

$$Q(r_i) = Q(r_{i-1}) \cdot \exp\{\eta_0 [E_r(r_i) - E_s(r_i)](r_{i-1} - r_i)\}. \quad (18)$$

其中  $E_r(r_i)$  为外电场;  $E_s(r_i)$  为雪崩自身在该瞬时以前所产生的各正离子层在该盘层  $i$  上产生的空间电荷电场, 有  $E_r(r_i) = V/r_i \ln(b/a)$  和

$$E_s(r_i) = 5.65 \times 10^{12} \times \sum_{j=0}^{i-1} \sigma_j \{1 - \Delta r_j / [R_j^2 + (\Delta r_j)^2]\}, \quad (19)$$

式中  $\sigma_j$  为第  $j$  盘层上的电荷密度;  $\Delta r_j$  为第  $j$  盘层到第  $i$  盘层的距离. 计算紧靠阳极表面的最后盘层上的电荷, 即为原雪崩产生的电荷  $Q_p$ . 计算不同电压下的  $Q_p$  值, 对上例计算得到的正比区和有限正比区的原雪崩电荷的结果在图 1 中用方点表示, 以和实验

点比较。可以看出,随着工作电压的增加,  $Q_p$  先正比地增长,到有限正比区增长逐渐变慢,在某一电压达到极大值,然后缓慢地减小。一般就在这极大值附近发生跳变。此例的跳变电压  $\nabla_i = 3.25\text{kV}$ , 相应的原雪崩电荷为  $Q_p = 2.92\text{pC}$ , 而实验测得的值为  $3.1\text{pC}$ , 比较一致。

为了按照公式(12)求出流光电荷  $Q_s$ , 需知道参数  $q$  和积分  $I$  的值。用类似上述的计算机程序,计算原雪崩最后瞬间的总电场强度  $E$  随  $r$  的分布,并且在计算光电子产生次级雪崩时,动态地考虑雪崩自身空间电荷电场的影响,按照公式(10)计算积分  $I$ 。对于上例计算得到跳变电压 ( $3.25\text{kV}$ ) 下的值为  $I = 2.037 \times 10^7$ , 计算中令电离光子的吸收系数  $\mu = 61/\text{cm}$ 。进一步由公式(12)拟合实验数据,求得参数  $q = 0.4547 \times 10^{-7}$ 。计算几种电压下的  $I$  值并将计算得到的  $Q_p$  和  $I$  值代入公式(12),于是得到相应的流光电荷  $Q_s$  的值,结果描在图 1 上,以和实验数据比较。如果  $\alpha/p$  取用 Townsend 公式,则得到  $q = 0.51 \times 10^{-7}$ , 求得相应的各  $Q_s$  值亦描在图 1 上。可见公式(12)可用来近似描述流光跳变和确定流光电荷。注意到在  $Q_p$  和  $I$  的计算过程中动态地考虑了空间电荷效应,这是和 Lima 公式<sup>[13]</sup>不同的。分析参数  $q = r\epsilon g$ , 如果粗略估计  $g \sim 2.3 \times 10^{-2}$  和令  $\epsilon \sim 10^{-2}$ , 则  $r \sim 10^{-4}$  光子/电离。实例中原雪崩总电离数为  $1.93 \times 10^7$ , 从而原雪崩最后瞬间在阳极丝附近空间电荷和激发态密集的区域中放出的电离光子数为  $\sim 1.9 \times 10^3$  光子。如果其来源都归之复合,则要求辐射复合系数  $R_c$  为  $\sim 10^{-10}\text{cm}^3/\text{s}$ , 这比一般给的实验值要大两到三个数量级,所以必有除复合以外的电离光子源。

前述实例中发现的位置效应,即流光效率与  $x$  有关的事实,反映了流光效率与潜迹的长度有关。按照本文的模型,潜迹中  $A^*$  随  $r$  分布,电子雪崩中  $A^*$  雪崩地产生,而  $A^*$  为优惠的光电子源。显然,潜迹长度虽大于  $r_c$  (能产生完整的原雪崩)但仍比较短(例如  $< 200\mu\text{m}$ ) 的那些事例,是难以发展流光跳变的,因其前面无  $A^*$  存在,这样位置效应是可以理解的。再者,在  $32\% \text{Ar} + 68\% \text{CO}_2$  和  $70\% \text{Ar} + 30\% \text{CO}_2$  中实验都观察到强流光跳变;而在  $\text{CO}_2 + n\text{-Pentane}$  中则没有,仅显示很弱的跳变。这主要由于后者中三原子气体  $\text{CO}_2$  取代单原子气体  $\text{Ar}$  的位置,复合和激发态发射电离光子的几率减小,因而  $r$  减小;同时多原子气体  $\text{C}_2\text{H}_{12}$  取代  $\text{CO}_2$  作为猝灭气体,吸收电离光子后产生分解或以其它方式释放能量的可能性增大,从而  $\epsilon$  也可能变小。这样公式(12)中的参数  $q$  减小,  $Q_s$  相对  $Q_p$  无跳变。同样的道理,在纯多原子的碳氢气体和纯  $\text{CO}_2$  中,  $^{55}\text{FeX}$  射线难以产生强流光跳变。更有,因为光子主要电离潜迹和雪崩区域中的  $A^*$ , 光电离要求光子的能量大于  $(V_i - V_{ex})$  就够了,这样 Koori 实验在  $75\% \text{Xe} + 25\% \text{CO}_2$  中观测到强流光跳变的事实可以解释。而且,由于猝灭气体含量大,电离光子的自由路程短,可以预期流光放电沿着潜迹垂直于阳极丝地朝向阴极发展。

本所十四室量能器组和毛裕芳同志对本工作给予有力的支持和帮助;另外,在和张良生同志讨论的过程中得到了有益的启示,在此一并表示感谢。

### 参 考 文 献

[1] R. Bouclier et al., *Nucl Instr and Meth.* 88(1970), 149.



- [ 2 ] S. Brehin et al., *Nucl Instr and Meth*, **123**(1975), 225.
- [ 3 ] G. Charpak et al., *IEEE Trans Nucl Sci*, **NS-25**(1978), 122.
- [ 4 ] Battistoni et al., *Nucl Instr and Meth*, **164**(1979), 57.
- [ 5 ] T. Mulera et al., *IEEE Trans Nucl Sci*, **NS-30**(1983), 355.
- [ 6 ] G. D. Alekseev et al., *Nucl Instr and Meth*, **177**(1980), 385.
- [ 7 ] M. Atac et al., *Nucl Instr and Meth*, **200**(1982), 345.
- [ 8 ] N. Koori et al., *IEEE Trans Nucl Sci*, **NS-36**(1989), 223.
- [ 9 ] N. Koori et al., *IEEE Trans Nucl Sci*, **NS-33**(1986), 395.
- [ 10 ] H. Bergstein et al., *Nucl Instr and Meth*, **A269**(1988), 560.
- [ 11 ] L. S. Zhang, *Nucl Instr and Meth*, **A247**(1986), 343.
- [ 12 ] Frank E. Taylor, *Nucl Instr and Meth*, **A289**(1990), 283.
- [ 13 ] E. P. de Lima et al., *IEEE Trans Nucl Sci*, **NS-32**(1985), 510.
- [ 14 ] A. von Engel, *Ionized Gases, Oxford*, 1955, P55.
- [ 15 ] 李焕铁, *高能物理与核物理*, **7**(1989), 577.
- [ 16 ] 吴荣久, “SQS 的位置效应”, 气体探测器物理学术讨论会, 1991年6月, 北京.

## Another Possible Interpretation of SQS Mechanism

LI HUANTIE

(*Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039*)

### ABSTRACT

Experiments on self quenching streamer discharge in cylindrical tube and wire chamber are performed, and an interpretation of SQS mechanism is proposed in this paper. The excited atoms or molecules created in the latent track and subsequent avalanche play an important role, they form the main photo-electron source and the interaction between them is also possibly a source of ionizing photon. A formula that describe the jump and streamer charge is deduced. The effect of electric field of the space charge is computed. The comparison between theory and experiments is made.