

文章编号: 1001-4322(2006)04-0657-06

SF₆ 气体间隙开关激光触发延迟的数值模拟*

王文斗, 王刚华, 李洪涛, 林其文

(中国工程物理研究院 流体物理研究所, 四川 绵阳 621900)

摘要: 建立了激光触发 SF₆ 气体间隙开关的 0 维数值模型, 数值计算结果与国内外实验进行了比较, 计算的延迟时间与实验结果符合较好。在充气压力一定时, 延迟时间随激光能量、工作电压比的增加而减小, 并且延迟时间-工作电压比的曲线斜率也是随激光能量和工作电压比的增加而减小的。当激光能量一定时, 延迟时间随充气压力的减小和电压的增加而减小, 并且不同充气压力的延迟时间随电压变化的曲线斜率是随电压的增加而减小的。但是, 等电压压力比值情况下, 延迟时间是随充气压力的增加而减小的。

关键词: 激光触发; SF₆ 气体; 气体开关; 延迟时间; 闭合时间

中图分类号: TN248 **文献标识码:** A

激光触发气体间隙开关是脉冲功率系统包括 Z-Pinch 内爆装置的重要单元之一, 它的放电物理机制是比较复杂的, 其学科领域属于气体放电物理, 理论模拟有一定深度和难度。圣地亚国家实验室(SNL)在 20 世纪 90 年代初为应用于 PBF 脉冲功率加速器, 在实验和理论上都进行了研究^[1]。探讨了 N₂, O₂, SF₆ 等气体电离的主要机制, 对电场中带电粒子的动力学方程进行了 0 维、1 维研究, 取得了一定成果。2 维数值计算工作也正在进行中。中国工程物理研究院也对气体放电开关开展了比较深入的实验研究^[2], 然而, 理论工作还很薄弱, 需要加强。

激光触发气体间隙放电有 3 个发展阶段: 气体分子吸收激光而被激发和电离; 自由电子和其它带电粒子在电场作用下发生漂移运动, 它们与中性粒子发生碰撞, 并产生电离、吸附和复合等反应过程; 漂移运动的电子和其它带电粒子受到电场的欧姆加热, 再经过碰撞作用, 气体温度升高, 逐渐发生热电离。一般情况下, 气体温度接近 10⁴ K, 它的导电率迅速增加, 导致开关闭合。本文将对激光电离、碰撞电离和热电离分别进行讨论, 并模拟 Woodworth 和李洪涛的激光触发 SF₆ 气体间隙开关实验^[1-2], 考察等电压压力比值(V/ρ)情况下, 延迟时间与充气压力的关系。

1 SF₆ 气体及碳氢化合物的激光电离

研究碳氢化合物气体电离的原因有两个: 一般的商用 SF₆ 含百万分之几的碳氢化合物, 例如, 苯, 氟化苯, 二乙基胺, 三甲胺及氮氧化剂等; 其次, 碳氢化合物的电离势较低, 光电离截面较大, 为 SF₆ 气体的电离提供初始的自由电子源, 所以, 这类气体又称为种子气体。当 SF₆ 气压为 0.1 MPa 时, 通常设种子气体的粒子数密度为 $N_{d0} \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ 。

1.1 SF₆ 气体的激光电离

SF₆ 气体的激光电离要求多光子过程, 因 SF₆ 气体的电离能(15.1 eV)比光量子的能量(KrF 激光, 5 eV)要高。我们应用 2-光子电离模型来模拟激光电离方程^[3]

$$\dot{N}^* = N\sigma_{s1} \frac{I}{h\nu} - \frac{N^*}{\tau} - N^* \sigma_{s2} \frac{I}{h\nu} \quad (1)$$

$$\dot{N}_e = N^* \sigma_{s2} \frac{I}{h\nu} \quad (2)$$

式中: σ_{s1} 是 SF₆ 气体分子基态的光激发截面; σ_{s2} 是激发态的光电离截面; τ 为激发态寿命; ν 为激光频率; h 为普朗克常数; I 为激光强度; N^* , N_e 和 N 分别为激发态分子、自由电子和中性分子的数密度。在 0 °C 和 0.1 MPa 时, $N \approx 2.687 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$; 在弱电离情况下, N 可视为常数。

* 收稿日期: 2005-01-23; 修订日期: 2005-08-23

基金项目: 中国工程物理研究院基金资助课题(20030213)

作者简介: 王文斗(1956—), 男, 研究员, 主要从事计算物理研究工作; wwd105@caep.ac.cn。

假定激光脉冲形状为矩形,则在脉宽时间内,由(1),(2)式可近似得到自由电子产额的光电离率为

$$\dot{N}_e = \frac{N\sigma_{s1}\sigma_{s2}}{(h\nu)^2} I^2 \tau^* [1 - \exp(-t/\tau^*)] \quad (3)$$

其中

$$\tau^* = \frac{1}{1/\tau + \sigma_{s2} I/h\nu} \quad (4)$$

因缺乏数据,我们仿照 Rodriguez^[3]的方法,应用 Diels 和 McMichael^[4]的“平均空气”的激发和电离截面值 σ_m 代替 σ_{s1} 和 σ_{s2} ,即, $\sigma_m^2 = \sigma_{s1}\sigma_{s2}$, $\sigma_m \approx 4 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 。对 SF_6 , $\tau \approx 1 \text{ ns}$ 。(3)式中的 \dot{N}_e 就是 SF_6 气体的激光电离源, $S_{\text{pl}} = (\dot{N}_e)_{\text{pl}}$ 。我们在计算中发现,只要 σ_m 保持不变, σ_{s2}/σ_{s1} 比值的大小对 \dot{N}_e 的影响很小(本文取值 0.5 左右)。

另外,因 SF_6 气体对自由电子的吸附率较大,形成负粒子较多,需考虑它的光电分离。应用 2-光子电离模型,光电分离率 R_{pd} (单位 s^{-1})为^[3-4]

$$R_{\text{pd}} = \frac{I^2 \sigma_{\text{pd}}^2}{2h^2 \nu^3} \exp(-I\sigma_{\text{pd}}/h\nu^2) \quad (5)$$

McDaniell^[5]等人给出了 F^- 粒子在激光波长 200~360 nm 范围内的光电分离截面 σ_{pd} 的数据,波长约为 248 nm 时, $\sigma_{\text{pd}} \approx 5 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ 。

1.2 碳氢化合物的激光电离

激光对碳氢化合物的光电离,我们根据 Bischel^[6]的分子 4-能级模型,简化为相似的 3-能级模型。即基态 0,谐振中间态 1 和电离连续态 2。考虑到光电离的谐振和非谐振两条路径,3-能级系统的粒子数速率方程组为

$$\begin{cases} \dot{N}_{d0} = -\frac{I}{h\nu}(\sigma_{d1} + \alpha_{\text{nr}} I)N_{d0} + A_r N_1 \\ \dot{N}_1 = \frac{I}{h\nu}(\sigma_{d1} N_{d0} - \sigma_{d2} N_1) - A_r N_1 \\ \dot{N}_2 = \frac{I}{h\nu}(\sigma_{d2} N_1 + \alpha_{\text{nr}} I N_{d0}) \end{cases} \quad (6)$$

式中: σ_{d1} 为种子气体分子 0→1 态的激发截面; σ_{d2} 为 1→2 态的电离截面; A_r 为 1→0 态的辐射频率(s^{-1}); α_{nr} 是基态分子对 2-光子的非谐振吸收系数(单位 cm^4/W)。这些参数通常与激光波长有关,可参阅 Bischel^[6]报道的二甲基苯胺(DEA)的数据。 \dot{N}_2 就是种子气体的激光电离源

$$S_{\text{pl2}} = (\dot{N}_2)_{\text{pl}} \quad (7)$$

1.3 激光的非线性吸收

一次谐振光激发或谐振光电离都需消耗一个光子,而一次非谐振光电离需消耗两个光子。设 $\dot{N}_r, \dot{N}_{\text{nr}}$ 分别表示单位时间产生的谐振激发(电离)和非谐振电离的粒子数,则消耗的总光子数为

$$-\frac{1}{h\nu} \frac{\partial I}{\partial x} = \dot{N}_r + 2\dot{N}_{\text{nr}} \quad (8)$$

因此,由前面的 SF_6 气体和碳氢化合物的激光电离方程,可给出气体对激光的非线性吸收方程

$$\frac{\partial I}{\partial x} = -IN_0\sigma_{d1} - IN_1\sigma_{d2} - 2I^2 N_0\alpha_{\text{nr}} - 2I^2 \frac{N\sigma_m^2}{h\nu} \tau^* [1 - \exp(-t/\tau^*)] \quad (9)$$

式中,等式右边前 3 项表示种子气体对激光的吸收,最后一项表示 SF_6 气体对激光的吸收。为了简化(9)式,令

$$I(x) \approx I_0 \exp(-Ax) \quad (10)$$

其中

$$A = N_0\sigma_{d1} + N_1\sigma_{d2} + 2I\{N_0\alpha_{\text{nr}} + \frac{N\sigma_m^2}{h\nu} \tau^* [1 - \exp(-t/\tau^*)]\} \quad (11)$$

式中: I_0 为入射激光强度。注意,线性吸收项($N_0\sigma_{d1} + N_1\sigma_{d2}$)远小于非线性吸收项 $2I\{N_0\alpha_{\text{nr}} + (N\sigma_m^2 \tau^*/h\nu)[1 - \exp(-t/\tau^*)]\}$,这就是说,气体对激光的非线性吸收是主要的。

设气体开关的间隙宽度为 d ,则间隙中激光的有效强度(平均强度)为

$$I_e = d^{-1} \int_0^d I(x) dx = (Ad)^{-1} I_0 [1 - \exp(-Ad)] \quad (12)$$

将(11)、(12)及(4)式联立求解,可得到因气体吸收所致的激光有效强度 I_e 。注意,前面激光电离方程中的激光强度 I ,都应视为它的有效强度 I_e 。

2 SF₆ 气体的输运系数

在电场作用下自由电子与重粒子发生碰撞,引起能量和动量的迁移,并产生电离、吸附和复合等反应过程。电离、吸附等输运系数及电子漂移速度,需要通过求解出玻耳兹曼方程的电子分布函数才能给出^[7]。求解玻耳兹曼方程很复杂,本文所用 SF₆ 气体的电离频率 ν_i 、吸附频率 ν_a 、电子漂移速度 v 及粒子的复合系数 k_r 、粒子迁移率 μ_{\pm} 等参数,都选自 Morrow^[8]报道的数据。不过,我们发现,将该文中的电离系数 $\alpha/N = f_1(E/N)$ 和吸附系数 $\eta/N = f_2(E/N)$ 两个公式中等式左边的变量 N 改为 0.1 MPa 下的气体密度 N_{s0} ,计算结果很好。

3 SF₆ 气体的热电离和电场的欧姆加热

当气体温度上升得较高时,分子或原子逐渐发生热激发和热电离。同时,电场对电流密度进行欧姆加热,气体温度将进一步升高,从而加速热电离过程。

3.1 SF₆ 气体的热电离

对 SF₆,我们将考虑如下的热分离和热电离的反应路径^[3,9-11]



相应的分离系数 K_d 和电离系数 K_1 (单位, cm³/s) 分别为

$$K_d = 3.5 \times 10^{-10} \exp(-10\,233/T) \quad (15)$$

$$K_1 = 2.0 \times 10^{-6} \exp(-171\,978/T) \quad (16)$$

式中: T 为气体温度(K)。

设 SF₆ 的分子数密度为 N , 对弱电离它可近似被视为常数; SF₅ (或 F) 的分子数密度为 N_5 。则由上述的反应式可得到热电离时电子和粒子数的守恒方程

$$\dot{N}_5 = K_d(N - N_5 - N_+ - N_-)^2 - K_1 N_5^2 \quad (17)$$

$$\dot{N}_e = K_1 N_5^2 \quad (18)$$

(18)式中的 \dot{N}_e 即为 SF₆ 的热电离源, $S_{\text{HI}} = (\dot{N}_e)_{\text{HI}}$ 。

3.2 电场对气体的欧姆加热

在气体间隙中,带电粒子受电场 E 的作用漂移运动,所形成的电流密度为

$$J = e(N_e \mu_e + N_+ \mu_+ + N_- \mu_-)E \quad (19)$$

式中: μ_e , μ_+ 和 μ_- 分别为电子、正粒子和负粒子的迁移率。电场对电流密度欧姆加热,受热的带电粒子通过与中性粒子间的碰撞,使整个气体温度升高,它的升高速率为

$$\dot{T} = JE/\alpha_{cV} \quad (20)$$

式中: c_V 为 SF₆ 气体的定容比热容(约为 $0.5 \text{ J} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$), 气体密度 $\rho = NM$, M 为 SF₆ 的分子质量。

4 带电粒子数守恒方程

假定气体间隙的放电通道空间是均匀的,即仅讨论 0 维问题。考虑带电粒子经历激光电离、碰撞输运和热电离等物理过程,可写出 SF₆ 气体中的电子、正粒子和负粒子的粒子数守恒方程组

$$\begin{cases} \dot{N}_e = (\nu_i - \nu_a)N_e + R_{\text{pd}}N_- + S_{\text{pl}} + S_{\text{HI}} \\ \dot{N}_+ = \nu_i N_e - k_r N_+ N_- + S_{\text{pl}} + S_{\text{HI}} \\ \dot{N}_- = \nu_a N_e - k_r N_+ N_- - R_{\text{pd}}N_- \end{cases} \quad (21)$$

式中: ν_i 和 ν_a 分别为 SF₆ 气体的电离频率和吸附频率; R_{pd} 为激光对负粒子的分离频率; $S_{\text{pl}} = S_{\text{pl1}} + S_{\text{pl2}}$ 为 SF₆ 气体和种子气体的激光电离源; S_{HI} 为 SF₆ 气体的热电离源; k_r 为正-负粒子的复合系数(单位 cm³/s)。

上述 0 维粒子数守恒方程组基本描述了激光触发气体间隙开关放电的 3 个发展阶段: 激光诱发气体光电离,产生一定数量的自由电子;带电粒子碰撞电离,自由电子数密度进一步增加;当电子密度和气体温度分别增加到一定值($\sim 10^{16} \text{ cm}^{-3}$, $\sim 10^4 \text{ K}$)时,电场对带电粒子的欧姆加热和热电离明显加强,成为放电的统治机制,并且气体间隙很快导通。

5 算例

本文分别模拟 Woodworth^[1] 和李洪涛^[2] 的激光触发 SF₆ 气体间隙开关实验。因这些实验未给出激光束截面积,因此我们把它作为一个可调参数,对每个实验装置都需要选择一个比较合适的值。

Woodworth 的实验:光源为 KrF 激光(波长 248 nm,脉宽 20 ns),开关间隙长度 1.77 cm,填充气体压力约 0.38 MPa。由 Morrow^[8] 的数据,估算其自击穿电压(SBV)约 596 kV。我们选取激光束截面积约 0.1 mm²。计算了激光触发气体间隙开关的延迟时间(闭合判据设为 $N_e \geq 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ 及 $T \geq 1.26 \times 10^4 \text{ K}$)与激光能量、工作电压比(或自击穿电压百分比,即加载电压与开关自击穿电压的百分比)的关系。图 1 计算的不同两组激光能量和工作电压比的气体中电子密度的时间变化曲线,图 2 为 3 组激光能量时计算延迟时间与 Woodworth 实验结果的比较。

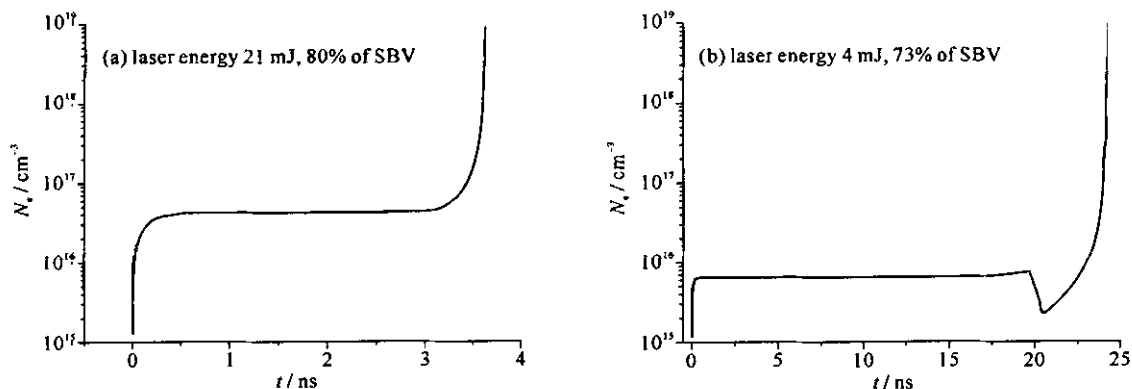


Fig. 1 Typical electron density traces

图 1 典型的电子密度的变化曲线

当激光能量较大或工作电压比较高时,气体开关在触发激光的脉宽内闭合,如图 1(a)所示。电子密度经过一段平衡态后,按指数规律迅速上升,直到闭合。图 1(b)不同,因激光能量较小,工作电压比也较低,激光触发结束后,气体尚未击穿,因吸附和复合等损耗,电子密度稍有下降;后来,由于电场对带电粒子的欧姆加热及气体分子的热电离效应,电子密度又逐渐上升,最后闭合。图 1 的两条电流曲线基本描述了气体开关的快击穿或慢击穿的放电特征。

从图 2 看出,计算的延迟时间与 Woodworth 的实验结果都比较符合。充气压力一定时,延迟时间随激光能量、工作电压比的增加而减小,并且延迟时间-工作电压比的曲线斜率也是随激光能量和工作电压比的增加而减小的。激光能量越大、工作电压比越高,则延迟时间对工作电压比的变化越不敏感;反之,曲线斜率越陡峭,延迟时间对工作电压比的变化越敏感。

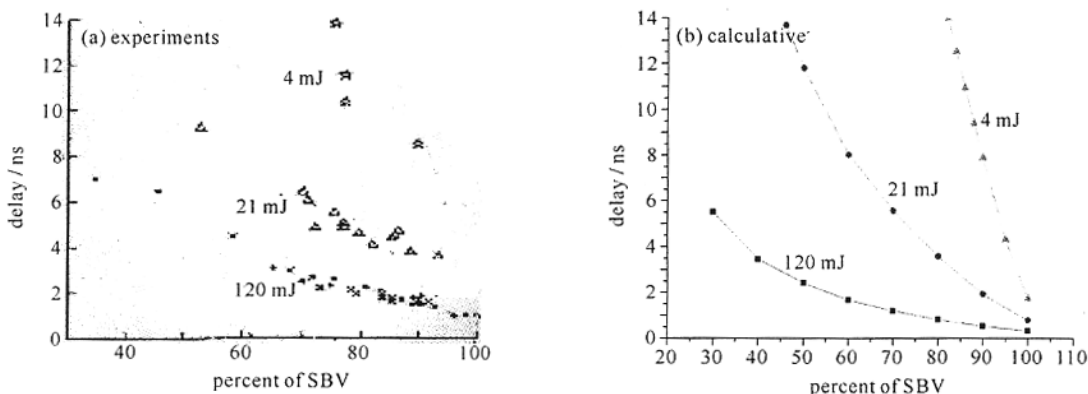


Fig. 2 Comparing calculative delay with Woodworth's experimental one for three laser energies

图 2 三组不同激光能量时计算的延迟时间与 Woodworth 实验结果的比较

李洪涛的实验:四倍频 Nd:YAG 激光(波长 266 nm,脉宽 20 ns),开关间隙长度也是 1.77 cm,激光能量保持 14 mJ。在两组充气压力下,实验了开关的触发延迟时间与电压的关系。我们选取激光束截面积约 0.042 mm²。图 3 为本文计算与李洪涛实验结果的比较。计算与实验结果符合较好。当激光能量一定时,延迟时间随充气压力的减小和电压的增加而减小,并且不同充气压力的延迟时间随电压变化的两条曲线几乎平行,曲

线斜率也是随电压的增加而减小的。

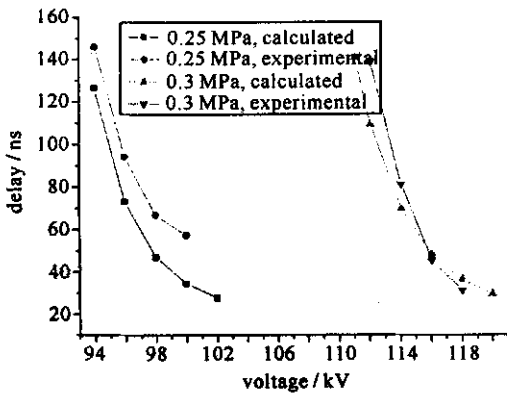


Fig. 3 Comparing calculative delay with Li hong-tao's experiment
图 3 两组不同充气压力的计算延迟时间与李洪涛实验结果的比较

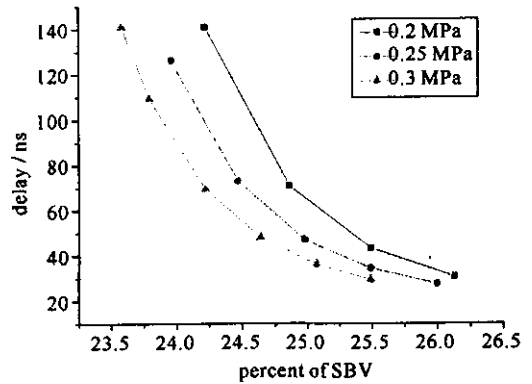


Fig. 4 Calculative delay for three pressure vs percent of self breakdown
图 4 3 组不同充气压力时计算的延迟时间与工作电压比的关系

为了考察等 V/p 的情况下, 延迟时间与充气压力的关系, 我们给出了 3 条不同充气压力的延迟时间对工作电压比的计算曲线, 如图 4 所示。我们看到, 充气压力较低的延迟时间曲线在气压较高的延迟时间曲线的上面, 即等 V/p 值情况下, 延迟时间与充气压力成反比。另外, 不同气压的延迟时间曲线随着工作电压比的增加将逐渐逼近, 表明很高工作电压比时, 充气压力对 SF₆ 气体间隙开关的延迟时间影响不大。

6 结 论

本文建立了激光触发 SF₆ 气体间隙开关的 0 维数值模型, 数值计算结果与 Woodworth^[1] 和李洪涛^[2] 的一系列实验进行了比较, 激光触发延迟时间的计算值与实验结果符合较好。在充气压力一定时, 延迟时间随激光能量、工作电压比的增加而减小, 并且延迟时间-工作电压比的曲线斜率也是随激光能量和工作电压比的增加而减小的。激光能量越大、工作电压比越高, 则延迟时间对工作电压比的变化越不敏感, 越稳定; 反之, 延迟时间对工作电压比的变化越敏感, 越不稳定。当激光能量一定时, 延迟时间随充气压力的减小和电压的增加而减小, 并且不同充气压力的延迟时间随电压变化的曲线几乎平行, 斜率是随电压的增加而减小的。等 V/p 值情况下, 气压较低的延迟时间曲线在气压较高的上面, 即延迟时间随充气压力的增加而减小。另外, 不同气压的延迟时间曲线随着工作电压比的增加将逐渐逼近, 表明较高工作电压比时, 充气压力对 SF₆ 气体间隙开关的延迟时间影响不大。总之, 实验和理论计算都表明: 等 V/p 值情况下, 激光触发 SF₆ 气体间隙开关的延迟时间随激光脉冲能量、工作电压比、充气压力等的上升呈下降趋势。本工作对了解激光触发 SF₆ 气体间隙开关的物理机制、实验预估和工程设计都有一定意义。

参考文献:

- [1] Woodworth J R, Hargis P J, Pitchford L C, et al. Laser triggering of a 500 kV gas-filled switch: a parametric study[J]. *J Appl Phys*, 1984, **56**(5):1382-1386.
- [2] 李洪涛, 丁伯南, 谢卫平, 等. SF₆-N₂ 混合气激光触发延迟抖动特性研究[J]. *强激光与粒子束*, 2002, **14**(3):469-472. (Li H T, Ding B N, Xie W P, et al. Delay and jitter properties of SF₆-N₂ mixtures triggered by pulsed laser. *High Power Laser and Particle Beams*, 2002, **14**(3):469-472)
- [3] Rodriguez A E, Touryan K J, Money W M, et al. Laser triggered spark gap modeling[R]. SAND-91-7065, 1991.
- [4] Diels J C, McMichael I C. Degenerate four-wave mixing of femtosecond pulses in an absorbing dye jet[J]. *J Opt Soc Am B*, 1986, **3**(4): 535-545.
- [5] McDaniel, Flannery M R, Ellis H W, et al. Compilation of data relevant to rare gas-rare gas and rare gas-monohalide excimer lasers[R]. H-78-1, 1977.
- [6] Bischel W K, Jusinski L J, Sencer M N, et al. Absolute two-photon ionization yields for selected organic molecules at 248 nm[J]. *J Opt Soc Am B*, 1985, **2**(6):877-885.
- [7] Novak J P, Frechette M F. Transport coefficients of SF₆ and SF₆-N₂ mixtures from revised data[J]. *J Appl Phys*, 1984, **55**(1):107-119.
- [8] Morrow R. A survey of the electron and ion transport properties of SF₆[J]. *IEEE Trans Plasma Sci*, 1986, **14**(3):234-239.
- [9] Good R E, Rossi J J. An injection system for alleviation of radio blackout during re-entry[R]. AFCRL-66-160, 1966.
- [10] Bekefi G. Principles of laser plasmas[M]. New York: Wiley, 1976.

Numerical simulation of laser triggered SF₆ gap switch delay modeling

WANG Wen-dou, WANG Gang-hua, LI Hong-tao, LIN Qi-wen

(*Institute of Fluid Physics, CAEP, P.O. Box 919-105, Mianyang 621900, China*)

Abstract: A 0-dimension model of laser triggered SF₆ gap switch is established and the numerical results compared with a series of experimental data presented by Woodworth and Li hong-tao in the paper. The calculated delay is in agreement with the experimental one. When gas pressure is constant, delay decreases with the increase of laser energy and percent of self-breakdown voltage(SBV). The slope of the curve of delay *vs* percent of SBV for different laser energy also decreases with the increase of laser energy and percent of SBV. When laser energy is constant, delay decreases with the decrease of pressure and the increase of voltage, and the curve slope of delay *vs* voltage for different pressure decreases with the increase of voltage. The delay decreases as pressure increases for constant V/p .

Key words: Laser trigger; SF₆ gas; Gas switch; Delay; Closed time