

文章编号: 0253-2239(2007)04-0695-6

# 氦气压强对单脉冲过程电光开关特性影响的数值分析

郭文琼<sup>1,2</sup> 张雄军<sup>1</sup> 周晓军<sup>2</sup> 朱艳艳<sup>2</sup> 隋 展<sup>1</sup> 吴登生<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> 中国工程物理研究院 激光聚变中心, 绵阳 62900)  
(<sup>2</sup> 电子科技大学光电信息学院, 成都 610054)

**摘要:** 根据单脉冲过程电光开关气体放电的微观物理过程, 提出了氦气放电的一维数值模型。用数值方法分析了气压对单脉冲过程电光开关的气体击穿、放电电流、KDP 晶体两侧电压、开关效率、开关速度、等离子区电子温度及等离子体浓度的影响。数值计算结果表明, 气压主要影响开关速度的快慢, 而对开关效率的大小影响作用不大。在相同开关脉冲的驱动下, 在气压较低的情况下, 开关速度随气压增大而变快; 而在气压较高的情况下, 开关速度随气压增大而变慢。由此得到口径为 8cm×8cm 电光开关的最佳工作气压为 1~4 kPa 的结论。

**关键词:** 电光开关; 等离子体电极; 氦气放电; 数值分析; 单脉冲过程

中图分类号: O734<sup>+</sup>.1 文献标识码: A

## Numerical Analysis of Helium-Pressure Influence on Characteristics of Electro-Optic Switch Driven by Single-Pulse Process

Guo Wenqiong<sup>1,2</sup> Zhang Xiongjun<sup>1</sup> Zhou Xiaojun<sup>2</sup> Zhu Yanyan<sup>2</sup> Sui Zhan<sup>1</sup> Wu Dengsheng<sup>1</sup>

(<sup>1</sup> Research Centre of Laser Fusion, China Academy of Engineering Physics, Mianyang 621900)  
(<sup>2</sup> School of Opto-Electronic Information, University of Electronics Science and Technology of China, Chengdu 610054)

**Abstract:** A one-dimensional numerical model for analyzing helium discharging of electro-optic switch driven by single-pulse process is proposed based on its microscopic physical mechanism. The influences of operating pressure on the characteristics of electro-optic switch driven by single-pulse process, such as gaseous breakdown, discharging current, charging voltage on KDP crystal, switching efficiency, switching speed, electron temperature, plasma density are numerically analyzed. Calculated results demonstrate that switching speed is obviously influenced by operating pressure, and operating pressure influences switching efficiency weakly. Under the same driven pulse, switching speed becomes quicker when operating pressure is enhanced in the case of low operating pressure, and it will be slower when the pressure is enhanced in the case of high operating pressure. It can be proved from results that optimum operating pressure is between 1000 Pa and 4000 Pa for electro-optic switch with an aperture of 8 cm×8 cm.

**Key words:** electro-optic switch; plasma electrode; helium discharge; numerical analysis; single-pulse process

## 1 引 言

20 世纪 80 年代初, 美国利弗莫尔国家实验室首次开展了口径为 260 mm×260 mm 的等离子体电极泡克耳斯盒 (PEPC) 电光开关研究并报道了实验结果<sup>[1]</sup>。并于 90 年代初将该项技术进一步改进, 制造出用于 Beamlet 和 NIF 的 370 mm×370 mm

电光开关<sup>[2]</sup>。1994 年, 中国工程物理研究院高温高密度等离子体物理国家重点实验室开始从事等离子体电极电光开关的研究工作, 并于 1996 年初建成并实验了通光口径为 8 cm×8 cm 的电光开关, 取得了满意的结果<sup>[3]</sup>。目前主要集中于高可靠性单脉冲方式泡克耳斯盒电光开关的研究工作<sup>[4~7]</sup>。这种电光

作者简介: 郭文琼(1976—), 女, 四川南充人, 硕士研究生, 主要从事光电子器件的数值模拟方面的研究。

E-mail: wenqiong365@163.com

导师简介: 周晓军(1955—), 女, 浙江诸暨人, 教授, 博士生导师, 主要从事光电子器件的数值模拟、光纤传感和光纤通信等方面的研究。E-mail: xjzhou@uestc.edu.cn

收稿日期: 2006-01-09; 收到修改稿日期: 2006-06-07

开关是以气体放电等离子体作为电极的,与普通的金属环行电极相比,等离子体电极可使晶体内部形成均匀的电场分布,即使开关的透射率在整个通光口径上分布均匀,从而使电光开关可定标到任意口径与形状。因此等离子体电极电光开关被认为是高功率激光装置中光束控制与级间隔离的理想元件。

单脉冲过程泡克耳斯盒电光开关是利用气体辉光放电的方法实现的,工作气体选用相对原子质量小、稳定性好、对光窗及晶体溅射小的氦气。在高压脉冲的驱动下,密封在晶体两侧的电性气体被击穿形成大面积的等离子体电极,同时等离子体电极中由带电粒子运动形成的电流对晶体进行充电,当晶体两侧电压达到晶体的半波电压时,通过晶体光波的偏振面将旋转 90°,借助光学元件检偏器来实现对光束的开关控制作用。在单脉冲过程泡克耳斯盒电光开关中,气体放电等离子体技术是实现开关功能的关键,而气体压强是气体放电的重要条件,因此气压对泡克耳斯盒电光开关特性有很大的影响。

本文用数值模拟方法分析了氦气压强对单脉冲过程电光开关特性的影响。首先,建立了单脉冲过程电光开关氦气放电的一维数值模型,该模型包括五种粒子流连续方程、动量守恒方程、泊松方程、电子平均能量方程及电路方程;其次,根据方程的特点,采用了适当的差分格式离散数值模型方程,确定了符合氦气放电的基本参量进行数值求解;最后,根据数值解分析了氦气压强对气体击穿、放电电流、KDP 晶体两侧电压、开关效率、开关速度、等离子区电子温度及等离子体浓度的影响。

## 2 数值模型

图 1 为单脉冲过程泡克耳斯盒电光开关放电回路

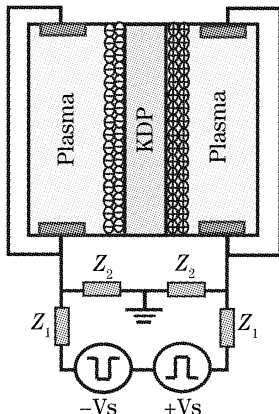


图 1 单脉冲过程电光开关放电回路简图

Fig. 1 Schematic of circuit loop for electrooptic switch driven by single-pulse process

路简图,回路包括正负电压脉冲发生器、脉冲发生器内阻  $Z_1$ 、终端匹配负载  $Z_2$  和泡克耳斯盒。其中泡克耳斯盒由两个密封的充满氦气的放电腔和夹于中间的 KDP 晶体组成的。由于泡克耳斯盒的径厚比(直径比厚度)远大于 1,将泡克耳斯盒放电单元简化为沿通光方向的一维数值模型。由于放电过程中晶体两侧表面积的正负面电荷几乎相等,因此取 KDP 晶体中心面上的电位为零进一步简化了结构模型。

在泡克耳斯盒放电过程中五种粒子遵循粒子数守恒方程和动量守恒方程,采用流体连续性方程来描述粒子流的运动:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \left( \frac{q_i}{|q_i|} n_i \mu_i E - D_i \frac{\partial n_i}{\partial x} \right) = S_i, \quad (1)$$

方程中下标  $i$  (e、p、p2、x、x2) 对应各种状态的粒子(电子、原子正离子、分子正离子、激发态原子、激发态分子);  $n_i$  为该粒子的浓度;  $q_i$  表示该粒子所带电荷量;  $\mu_i$  和  $D_i$  分别为该粒子的迁移率和扩散系数;  $S_i$  为该粒子净产生量。方程左端第一项为单位时间该粒子浓度的变化量;第二项为该粒子流量的散度,当粒子为中性粒子时,式中的迁移项为零,对于带电粒子,迁移率与电场有关。方程的右端为单位时间单位体积该粒子的净产生量,它由反应方程和反应系数决定。

空间电荷对空间电位  $\Phi$  分布存在极大的影响,通过泊松方程求解空间电位分布

$$\frac{\partial^2 \Phi}{\partial x^2} = - \frac{e(n_p + n_{p2} - n_e)}{\epsilon_0}, \quad (2)$$

其中  $e$  为一个电子所带电荷的绝对值;  $\epsilon_0$  为真空介电常量。

考虑表面电荷的影响,在放电空间与 KDP 晶体的交界面上电位的连续性方程满足以下关系:

$$\epsilon_0 \epsilon_r \frac{\partial \Phi_2}{\partial x} - \epsilon_0 \frac{\partial \Phi_1}{\partial x} = \sigma, \quad (3)$$

(3) 式中  $\Phi_1$  和  $\Phi_2$  为放电空间和 KDP 晶体边界处的电位;  $\epsilon_r$  为 KDP 晶体的相对介电常量;  $\sigma$  为 KDP 晶体表面电荷的面密度。KDP 晶体表面电荷积累由下式<sup>[8]</sup> 给出:

$$\begin{aligned} \sigma_e &= -e \int_0^t (n_e v_e - v_{de} \sigma_e) dt, \\ \sigma_p &= e(1 + \gamma) \int_0^t (n_p v_p + n_{p2} v_{p2}) dt, \end{aligned} \quad (4)$$

(4) 式中  $\sigma_p$  和  $\sigma_e$  为 KDP 晶体表面的正、负电荷面密度,  $v_{de}$  为电子解吸附系数,  $\gamma$  为正离子的次级电子发射系数。这里假设当带电粒子打到介质表面上后,

留下所带电荷,然后以基态的形式返回放电空间;非带电粒子打到晶体表面上后,以基态形式返回放电空间;电子打到介质面上后,就留在晶体表面上形成负电荷的积累。

电子从电场中获得能量,与气体原子碰撞电离、激发损失能量,因此遵循以下能量方程<sup>[9]</sup>:

$$\frac{d\bar{\epsilon}}{dx} = E - (\bar{\epsilon} + U_i)\alpha - 0.5\alpha U_e, \quad (5)$$

式中  $\bar{\epsilon}$  为电子的平均能量,  $E$  为空间电场,  $U_i = 24.6 \text{ V}$  为电离电位,  $U_e = 21.45 \text{ V}$  为激发电位。

泡克耳斯盒通过电极与外围电路相连,若匹配负载与脉冲发生器输出阻抗大小相等(即  $Z_1 = Z_2 = Z$ ),当电压脉冲发生器输出幅度为  $V_s$  的正负脉冲时,设泡克耳斯盒极间电压为  $V_a$ ,可得到以下电路方程

$$V_a(t) = V_s - ZI, \quad (6a)$$

$$I = I_c + C_{\text{tot}} \frac{\partial V_a(t)}{\partial t}, \quad (6b)$$

$$I_c = \frac{eS}{d} \int_0^l \left( n_p v_p + n_{p2} v_{p2} - n_e v_e - D_p \frac{\partial n_p}{\partial x} - D_{p2} \frac{\partial n_{p2}}{\partial x} + D_e \frac{\partial n_e}{\partial x} \right) dx, \quad (6c)$$

(6a)式为泡克耳斯盒极间电压方程;(6b)式表示泡克耳斯盒回路电流由带电粒子的传导电流和放电间隙位移电流组成;(6c)式为由带电粒子迁移与扩散运动引起的传导电流表达式<sup>[10]</sup>。式中  $S$  为放电截面面积,  $C_{\text{tot}}$  为泡克耳斯盒的总电容,  $d$  为放电间隙厚度。

### 3 计算参量

电子碰撞电离系数  $\alpha$  由电子的平均能量  $\bar{\epsilon}$  与工作气压  $P$  共同确定<sup>[9]</sup>:

$$\alpha/P = A \exp(-B/\bar{\epsilon}^{1/2}), \quad (7)$$

其中  $A = 0.0488 (\text{cm} \cdot \text{Pa})^{-1}$ ,  $B = 16.4 \text{ V}^{1/2}$ 。电子碰撞氦原子的激发系数  $\delta_{\text{ex}} = 0.5\alpha$ 。在纯氦的气体放电中,存在大量的电子、原子正离子、原子激发态、分子激发态和分子正离子,其微观反应方程及反应系数见表 1,表中  $T_e$  表示电子能量(eV)。

带电粒子在放电空间中由电场引起的定向运动为迁移运动。迁移率定义为迁移速度与空间电场的比值。电子的迁移率与气压有关;而原子正离子的迁移率则由工作气压和空间电场共同确定<sup>[14]</sup>,其关系如下:

$$\begin{aligned} \mu_e &= 1.15 \times 10^8 / P, \\ \mu_p &= \begin{cases} 1.07 \times 10^6 [1 - 1.07(E/P)] / P, & E/P \leq 3333 [\text{V}/(\text{cm} \cdot \text{Pa})] \\ 4.73 \times 10^5 (EP)^{-1/2} [1 - 0.0178(E/P)^{-3/2}], & E/P > 3333 [\text{V}/(\text{cm} \cdot \text{Pa})] \end{cases} \end{aligned} \quad (8)$$

式中  $\mu_e$  和  $\mu_p$  为电子和正离子的迁移率。分子正离子的迁移率可由其扩散系数与气体温度关系(即爱因斯坦关系)确定。

表 1 氦气放电中的微观反应方程及反应系数

Table 1 Microscopic reactions and rate values in helium discharge

Process	Value or rate constant	Source
$\text{He}^* + e \rightarrow \text{He}^+ + 2e$	$1.28 \times 10^{-7} T_e^{0.6} \exp(-4.78/T_e) \text{ cm}^3/\text{s}$	[11]
$\text{He}^* + e \rightarrow \text{He} + e$	$4.2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$	[12]
$\text{He}^* + \text{He}^* \rightarrow \text{He}_2^+ + e$	$1.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$	[12]
$\text{He}^+ + e \rightarrow \text{He}^*$	$2.0 \times 10^{-12} \text{ cm}^3/\text{s}$	[12]
$\text{He}^* + \text{He}_2^* \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He} + e$	$2.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$	[12]
$\text{He}_2^* + \text{He}_2^* \rightarrow \text{He}_2^+ + 2\text{He} + e$	$1.5 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$	[12]
$\text{He}_2^* + e \rightarrow 2\text{He} + e$	$3.8 \times 10^{-9} \text{ cm}^3/\text{s}$	[12]
$\text{He}_2^+ + e \rightarrow \text{He}^* + \text{He}$	$5.0 \times 10^{-9} T_e^{-0.5} \text{ cm}^3/\text{s}$	[13]
$\text{He}_2^* + e \rightarrow \text{He}_2^+ + 2e$	$9.75 \times 10^{-10} T_e^{0.71} \exp(-3.4/T_e) \text{ cm}^3/\text{s}$	[13]
$\text{He}^* + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^* + \text{He}$	$1.3 \times 10^{-33} \text{ cm}^6/\text{s}$	[13]
$\text{He}^+ + 2\text{He} \rightarrow \text{He}_2^+ + \text{He}$	$2.0 \times 10^{-31} \text{ cm}^6/\text{s}$	[13]

电子的扩散系数可由电子迁移率与电子温度关系(即爱因斯坦关系)确定。其他四种粒子的扩散系数由气体温度  $T_{\text{gas}}$  和压强共同确定<sup>[12]</sup>

$$D_i = K_i \times T_{\text{gas}} / (273 \times P), \quad (9)$$

式中  $K_i$  为单位压强下粒子的扩散系数。

表 2 氦气放电中四种粒子单位压强下的扩散系数

Table 2 Diffusion coefficient of per pa for four species in helium discharge

Species	He <sup>+</sup>	He <sub>2</sub> <sup>+</sup>	He*	He <sub>2</sub> *
$K_i (10^4 \text{ cm}^2 \cdot \text{Pa/s})$	5.5	8.5	5.6	4.1

开关效率由晶体两侧电压和晶体半波电压共同确定:

$$\eta = \sin^2\left(\frac{\pi}{2} \cdot \frac{V_{\text{KDP}}}{V_{\pi}}\right), \quad (10)$$

式中  $V_{\text{KDP}}$  为 KDP 晶体两侧的电压, KDP 晶体半波电压  $V_{\pi} = 16.4 \text{ kV}$  (对于波长  $1.06 \mu\text{m}$ )。在泡克耳斯盒放电过程中, 气体放电等离子体和 KDP 晶体界面上形成等离子鞘, 等离子鞘电容与 KDP 晶体形成分压关系:

$$V_{\text{KDP}} = \frac{C_{\text{sheath}}}{C_{\text{sheath}} + C_{\text{KDP}}} V_{\text{SW}}, \quad (11)$$

式中  $V_{\text{SW}}$  为总充电电压;  $C_{\text{KDP}}$  和  $C_{\text{sheath}}$  分别为 KDP 晶体和等离子鞘层电容。等离子鞘层电容由德拜屏蔽长度  $\lambda_D$  与放电截面面积共同决定<sup>[15]</sup>:

$$C_{\text{sheath}} = S \varepsilon_0 / (2\lambda_D), \quad (12)$$

$$\lambda_D = 740 \cdot (T_e/n_e)^{1/2},$$

泡克耳斯盒的总电容  $C_{\text{tot}}$  为 KDP 晶体电容、放电间隙电容与等离子鞘层电容的串联:

$$\frac{1}{C_{\text{tot}}} = \frac{1}{C_{\text{KDP}}} + \frac{1}{C_{\text{gas}}} + \frac{1}{C_{\text{sheath}}}. \quad (13)$$

计算参量还包括正离子在不锈钢阴极表面次级电子发射系数  $\gamma = 0.01$ ; 电子在 KDP 晶体表面解吸附系数<sup>[8]</sup>  $\nu_{\text{de}} = 10 \text{ s}^{-1}$ ; 放电气体温度  $T_{\text{gas}} = 300 \text{ K}$ ; KDP 晶体的相对介电常量  $\varepsilon_r = 20$ 。

## 4 计算结果及分析

根据建立的数值模型和选取的计算参量, 我们对单脉冲过程泡克耳斯盒电光开关进行了一维 (即忽略了粒子在垂直于通光方向的损失) 数值分析。采用隐式指数差分格式和 Crank-Nicolson 差分格式分别对带电粒子和中性粒子的连续性方程进行求解, 超松弛迭代法 (SOR) 求解电位泊松方程, 四阶龙格-库塔法 (R-K) 求解电子平均能量方程和放电回路方程。在模拟计算中, 我们取 KDP 晶体厚度为  $1 \text{ cm}$ , 放电间隙厚度为  $2 \text{ cm}$ ; 电光开关口径为  $8 \text{ cm} \times 8 \text{ cm}$ ; 脉冲发生器内阻  $Z_1$  与匹配负载  $Z_2$  均为  $50 \Omega$ ; 开关脉冲电压幅度为  $17.5 \text{ kV}$ 。

当启动开关脉冲后, 工作气体中的带电离子浓

度逐渐增大, 放电空间阻抗降低, 放电电流逐渐增大, 气体被击穿。在数值计算中, 取放电电流达最大值所需的时间为气体击穿时间。其他条件不变的情况下, 改变工作气压, 计算得到气体击穿时间与气压的关系曲线如图 2 所示。该曲线与帕邢曲线<sup>[16]</sup> 的右枝相似。当工作气压约为  $0.8 \text{ kPa}$  的气体击穿时间最短。

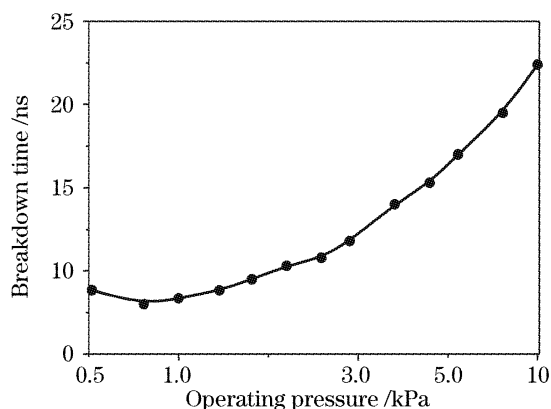


图 2 气体击穿时间与气压的关系曲线

Fig. 2 Gaseous breakdown time versus operating pressures

当启动开关脉冲而气体还没发生电离时, 泡克耳斯盒处于高阻状态, 流过泡克耳斯盒的电流为零。随着放电的发展, 气体中的带电粒子浓度逐渐增大, 放电空间阻抗降低, 放电电流逐渐增大, 气体被击穿。同时带电粒子不断对晶体充电, 随着晶体两侧电压增加, 放电电流逐渐减小, 图 3 为几种气压下放电电流随时间的演化曲线。从图 3 可看到, 气压高, 电流幅度小, 这是由于气压大, 等离子体阻抗大, 因此放电电流幅度小。

图 4 为几种气压下等离子鞘层电容随时间的演化曲线。在气体放电过程中, 气体从击穿、对晶体充电到动态平衡, 此过程中电子温度从近百电子伏逐渐减小最后稳定到几个电子伏, 则等离子鞘层电容

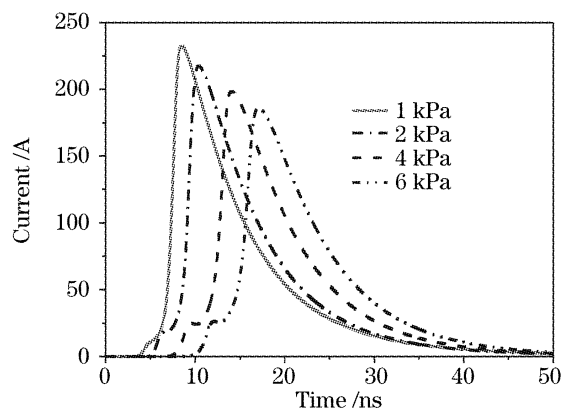


图 3 不同气压下电流随时间演化曲线

Fig. 3 Current versus time for various helium pressures

逐渐增大最后达到稳定。从图 4 可看到,气压高,等离子鞘层电容大。这是由于气压高,电子温度低且等离子体浓度大,因而等离子鞘层电容大。当气压为 1~6 kPa 时,稳态时等离子鞘层电容约为 KDP 晶体电容的 10 到 30 倍。

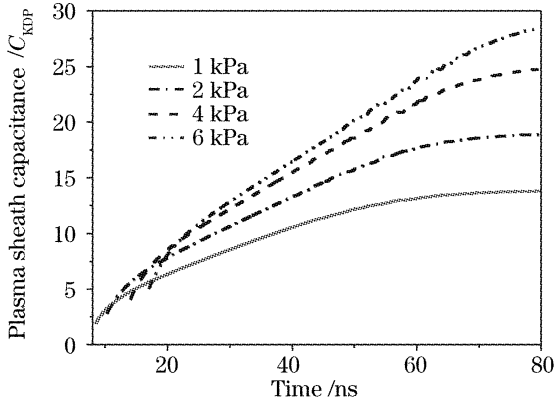


图 4 几种气压下等离子鞘层电容随时间演化曲线  
Fig. 4 Plasma sheath capacitance versus time for various helium pressures

图 5 为几种气压下晶体两侧电压的随时间演化曲线。工作气压高,等离子鞘层电容大,因此晶体分压较高。计算表明当气压大于 4 kPa 后,晶体两侧电压几乎保持不变。图 6 为几种气压下开关效率随时间的变化曲线。从图中可以看出,气压主要影响开关速度的快慢,而对稳定时开关效率的大小影响不大。

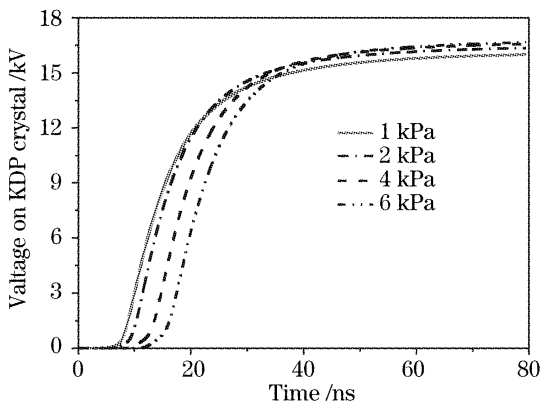


图 5 几种气压下 KDP 晶体两侧电压随时间演化曲线  
Fig. 5 Voltage on KDP crystal versus time for various helium pressures

开关速度为泡克耳斯盒加上开关脉冲到其状态基本稳定所需的时间(即开关时间)。取开关时间为晶体两侧电压上升为开关脉冲幅度的 90% 所需的时间。其它条件不变的情况下,改变工作气压,计算得到开关时间与气压的关系曲线如图 7 所示。从图 7 中可看出,在工作气压较低的情况下,开关速度随气压增大而变快;而在气压较高的情况下,开关速度

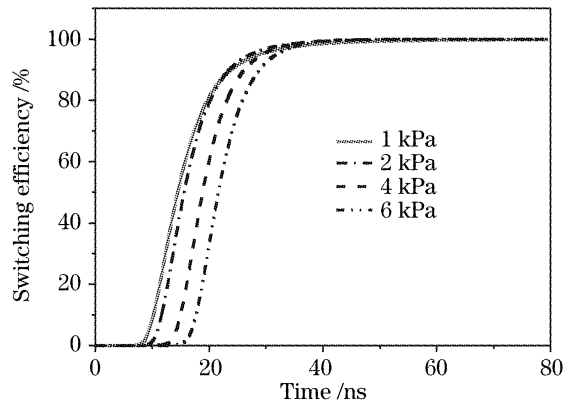


图 6 几种气压下开关效率随时间演化曲线  
Fig. 6 Waveforms of switching efficiency dependent time for various helium pressures

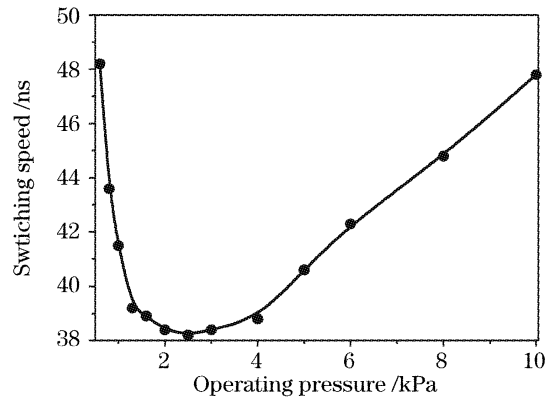


图 7 开关速度与气压的关系曲线  
Fig. 7 Switching speed versus operating pressures

随气压增大而变慢。这是由于气压过低,气体放电形成的等离子体电极不够充分,使得充电过程延长;而气压过高,气体击穿困难。对于口径为 8 cm×8 cm 泡克耳斯盒,其最佳工作气压范围为 1~4 kPa。

图 8 为几种气压下稳态时等离子区电子温度分布曲线。工作气压高,电子与气体原子碰撞电离与激发越频繁,电子的能量损失快,因而稳态时等离子区电子温度较低。从图 8 中可知,当气压为 1~6 kPa

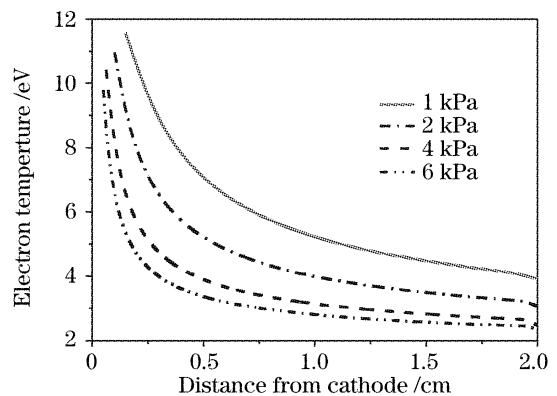


图 8 几种气压下电子温度的空间分布曲线  
Fig. 8 Electron temperature versus discharge space for various helium pressure

时,等离子区电子温度在 2~6 eV 的范围内。

图 9 为几种气压下稳态时电子浓度的分布曲线。由于工作气压大,电子与气体原子发生有效碰撞电离频繁,因而电子浓度高。当气压为 1~6 kPa 时,等离子区电子浓度在  $(0.8 \sim 2.0) \times 10^{12} \text{ cm}^{-3}$  的范围内,满足等离子体电极电光开关的要求。

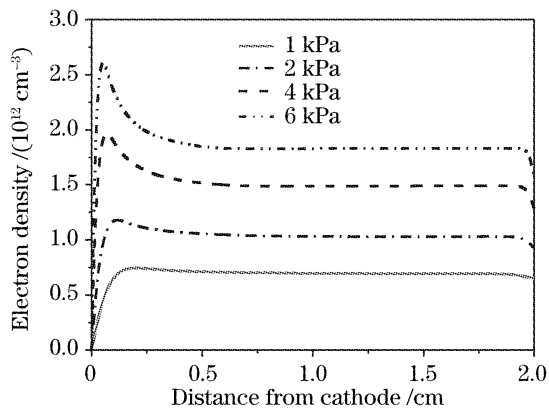


图 9 不同气压下电子浓度的空间分布曲线

Fig. 9 Electron density versus discharge space for various helium pressures

## 5 结 论

本文根据等离子体电极泡克耳斯盒电光开关气体放电的特点,建立了等离子体电极泡克耳斯盒电光开关氦气放电的一维数值模型。根据氦气放电的基本参量,对口径为  $8 \text{ cm} \times 8 \text{ cm}$  的单脉冲过程电光开关在不同气压下的开关特性进行了数值模拟分析。在相同开关脉冲的驱动下,工作气压较低的情况下,开关速度随气压增大而变快;而气压较高的情况下,开关速度随气压增大而变慢。因此对于口径为  $8 \text{ cm} \times 8 \text{ cm}$  泡克耳斯盒,其最佳工作气压范围为 1~4 kPa。当开关脉冲电压幅度为 17.5 kV,当气压大于 1 kPa 的情况下,等离子浓度均可达到  $10^{12} \text{ cm}^{-3}$  左右<sup>[17]</sup>,完全满足单脉冲过程泡克耳斯盒电光开关的等离子体电极要求。

## 参 考 文 献

- 1 Goldhar Julius, Henesian Mark A.. Large-aperture electro-optical switches with plasma electrodes [J]. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1986, **QE-22**(7): 1137~1147
- 2 Rhodes Mark A., Fochs Scott, Biltoft Peter *et al.*. Plasma electrode Pockels cell for the national ignition facility[C]. *Proc. SPIE*, 1999, **3492**: 144~147

- 3 Lu Jingping, Lü Chuanxin, Zhang Xiongjun *et al.*. Experimental investigation on electro-optic switch using plasma electrodes[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 1997, **9**(1): 72~78 (in Chinese)
- 鲁敬平,吕传信,张雄军等. 等离子体电极电光开关实验研究[J]. *强激光与粒子束*, 1997, **9**(1): 72~78
- 4 Guo Wenqiong, Zhou Xiaojun, Zhang Xiongjun *et al.*. Simulation electron-optic switch of plasma-electrode Pockels cells driven by one pulse process [J]. *Acta Physica Sinica*, 2006, **55**(7): 314~318 (in Chinese)
- 郭文琼,周晓军,张雄军等. 等离子体电极普克尔盒电光开关单脉冲过程数值模拟[J]. *物理学报*, 2006, **55**(7): 314~318
- 5 Zhang Xiongjun, Zheng Kuixing, Wu Dengsheng *et al.*. Analyses on depolarization losses of plasma-electrode Pockels cell [J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(Suppl.): 384~386 (in Chinese)
- 张雄军,郑奎兴,吴登生等. 等离子体电极普克尔盒退偏损耗分析[J]. *中国激光*, 2004, **31**(Suppl.): 384~386
- 6 Zhang Xiongjun, Feng Guoying, Zheng Kuixing *et al.*. Analyses on depolarization losses of plasma-electrode Pockels cell [J]. *Chin. J. Lasers*, 2004, **31**(10): 1173~1176 (in Chinese)
- 张雄军,冯国英,郑奎兴等. 等离子体电极普克尔盒的并联驱动[J]. *中国激光*, 2004, **31**(10): 1173~1176
- 7 Zhang Xiongjun, Wu Dengsheng, Zheng Kuixing *et al.*. Electro-optical switch with  $280 \text{ mm} \times 280 \text{ mm}$  aperture driven by one-pulse process [J]. *Acta Optica Sinica*, 2006, **26**(2): 254~258 (in Chinese)
- 张雄军,吴登生,郑奎兴等.  $280 \text{ mm} \times 280 \text{ mm}$  口径单脉冲过程电光开关[J]. *光学学报*, 2006, **26**(2): 254~258
- 8 Lee Dongsoo, Park Jin Myung, Hong Sang Hee. Numerical simulation on mode transition of atmospheric dielectric barrier discharge in helium-oxygen mixture [J]. *Plasma Science*, 2005, **33**(2): 949~957
- 9 N. A. Tran, E. Marode, P. C. Johnson. Monte Carlo simulation of electrons within the cathode fall of a glow discharge in helium [J]. *Appl. Phys.*, 1977, **10**: 2137~2127
- 10 R. Morrow, N. Sato. Discharge current induced by the motion of charged particles in time-dependent electric fields; Sato's equation extended [J]. *Phys. D: Appl. Phys.*, 1999, **32**: L20~L22
- 11 Shon Jong W., Kushner Mark J.. Excitation mechanisms and gain modeling of the high-pressure atomic Ar laser in He/Ar mixtures [J]. *J. Appl. Phys.*, 1994, **75**(4): 1883~1890
- 12 R. Deloche, P. Monchicourt, M. Cheret *et al.*. High-pressure helium afterglow at room temperature [J]. *Phys. Rev. A*, 1976, **13**(3): 1140~1176
- 13 Rauf Shahid, Kushner Mark J. Dynamics of a coplanar-electrode plasma display panel cell. I. Basic operation [J]. *J. Appl. Phys.*, 1999, **85**(7): 3460~3469
- 14 J. J. Shi, M. G. Kong. Cathode fall characteristics in dc atmospheric pressure glow discharge [J]. *J. Appl. Phys.*, 2003, **94**(9): 5504~5513
- 15 M. A. Rhodes, B. Woods *et al.*. Performance of large-aperture optical switches for high-energy inertial-confinement fusion lasers [J]. *Appl. Opt.*, 1995, **34**(24): 5312~5325
- 16 胡志强. 气体电子学[M]. 北京: 电子工业出版社, 1985. 62~65
- 17 D. B. Charles, M. A. Rhodes. Modeling of plasma behavior in a plasma electrode Pockels cells [J]. *Plasma Science*, 1999, **27**(3): 713~726