

文章编号: 1001-3806(2005)05-0501-03

空气击穿过程中电子损耗对击穿阈值的影响

张 平, 卞保民, 钱 彦, 李振华, 贺安之, 倪晓武*
(南京理工大学 信息物理与工程系, 南京 210094)

摘要: 通过对高功率激光空气击穿的物理机理、电离机制的讨论, 得到空气击穿过程中激光焦点内自由电子密度公式。考虑电子弹性碰撞损耗、电子复合损耗影响, 给出了新的击穿阈值公式。该公式的计算结果同实验数据一致。

关键词: 空气击穿; 电子密度; 阈值; 雪崩电离

中图分类号: TN241 **文献标识码:** A

The influence of electron loss on threshold value in the process of optical breakdown in air

ZHANG Ping, BIAN Baomin, QIAN Yan, LI Zhen-hua, HE An-zhi, NI Xiaowu

(Department of Information Physics and Engineering, Nanjing University of Science and Technology, Nanjing 210094, China)

Abstract: Through discussing physical mechanism of optical breakdown in air caused by high power laser and ionization, the formula of free electron density in laser focus regime was attained. In addition, the breakdown threshold formula was also obtained after considering the energy loss of electron elastic collision and recombination. The calculated results are consistent with the experimental data.

Key words: optical breakdown in air; electron density; threshold value; cascade ionization

引 言

高功率激光聚焦于空气, 当聚焦区内光功率密度超过一定阈值时, 该区域内的空气将被迅速电离, 所产生的电子通过逆韧致吸收激光能量, 这一过程最终导致内部高温高压的激光等离子体的产生。激光等离子体产生的同时, 聚焦区内还有明亮的火花和声响生成, 并且伴随有冲击波向四周传播, 这一小范围的爆炸现象称为空气光频击穿。击穿产生的等离子体吸收系数较大, 其通过逆韧致吸收的形式充分吸收激光能量, 致使只有极少量激光可以透过等离子体, 宏观上形成了等离子体“屏蔽”效应。激光脉冲结束后, 在扩散、复合等损耗因素的影响下, 电子数量急剧下降, 等离子体最后消失。

早在 1962 年, MAKER 等人就发现了红宝石激光引起的空气击穿现象, 此后不少学者从理论上对空气光频击穿进行了研究, 并取得了相当的成就^[1,2]。通过研究激光同空气相互作用机理, 可以研究激光在空气中的传输过程, 而随着激光在现代社会中的广泛应

用, 尤其是军事上对于以空气作为传输介质的激光武器的研制, 使得激光空气击穿产生等离子体的研究有了新的价值。

作者在国内现有工作的基础上, 对空气光频击穿的物理机理机制进行了详细的分析, 阐述了该过程中的多光子电离和雪崩电离机理, 并通过理论分析给出了聚焦区内的电子密度解析式。考虑电子弹性碰撞损耗的同时通过详细分析复合损失的影响, 得到了雪崩击穿光功率阈值计算公式, 并对给定激光参数的空气击穿进行了阈值估算, 结果表明, 由电子弹性碰撞所引起的能量损耗对击穿阈值有较大影响, 而电子复合产生的损耗可忽略。

1 空气光频击穿机理

光频击穿的一个重要环节是激光聚焦区域内自由电子的产生与发展。通常情况下, 自然界低空大气中自由电子密度^[3]为 $0.1\text{cm}^{-3} \sim 10\text{cm}^{-3}$, 而在激光聚焦区域 ($10^{-8}\text{cm}^{-3} \sim 10^{-11}\text{cm}^{-3}$) 内, 自由电子的存在只能靠概率随机决定。故空气击穿所需要的初始电子不可能完全依赖于聚焦区内的自然界自由电子。激光聚焦于空气时, 由于激光光子能量较大, 致使发生多光子电离的可能性增大。这个过程可以这样描述: 原子中的电子在吸收一定数目的光子后, 其自身能量大于电离所需要的能量, 从而挣脱束缚成为自由电子。如果

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60378003)

作者简介: 张 平 (1979-), 男, 博士研究生, 现主要从事激光与物质的相互作用研究。

* 通讯联系人。E-mail: nxw@mail.njust.edu.cn

收稿日期: 2004-06-26; 收到修改稿日期: 2004-09-07

原子电离所需要的电离能是 ΔE ,那么可以这样来描述多光子电离所需要的最少光子数 $k = \text{int}(1 + \Delta E/h\omega)$,其中, int 表示取整, h 为普朗克常量, ω 为激光角频率。

另一种机制是雪崩电离,聚焦区内存在的自由电子(可能是自然界本身存在的、随机热电离产生的、多光子电离产生的等等)在光场中通过逆韧致吸收光子能量可产生加速运动。被加速的电子同其它的原子发生碰撞并将它电离,形成了两个低动能的自由电子(相比与原加速自由电子)。新生成的自由电子又吸收入射的光子重复上述过程,最终导致了自由电子密度的急剧增大形成雪崩电离。这一过程主要取决于电子数和电子能量的增加与损失之间的竞争。当聚焦区域内的电子密度超过形成等离子体所需要的临界密度时形成雪崩击穿。

而在光频击穿过程中多光子电离和雪崩电离通常是同时存在的,并且伴随有电子扩散和电子-离子复合等损耗因素存在。通过电子速率方程可以研究光频击穿过程,这里不失一般性地假定击穿过程中电子速率方程^[4]为:

$$\frac{d\rho}{dt} = \frac{d\rho}{dt}_{mp} + \eta\rho - g\rho - h\rho^2 \quad (1)$$

式中, ρ 是电子密度, t 为时间,右边依次为多光子电离项、雪崩电离项、扩散项和电子-离子复合项; η , g , h 分别为雪崩电离系数、扩散系数和复合系数。

2 多光子电离、雪崩电离、电子扩散、电子-离子复合

当激光脉冲宽度在纳秒量级、长度在皮秒量级时,多光子电离同雪崩电离可以认为是两个相继过程。多光子电离在空气击穿过程的作用是诱导雪崩电离提供初始电子密度 $\rho_0 = \alpha I^{[5]}$,其中, I 为光功率密度, α 在给定激光参数的情况下为常数且与脉宽成正比, k 为多光子电离所需要的最少光子数。

自由电子在光场中通过与周围粒子发生碰撞而吸收激光能量,其得到能量的变化率为^[6]:

$$dE/dt = e^2 A^2 \nu_c / m (\omega^2 + \nu_c^2) \quad (2)$$

式中, E 为电子能量, e 为电子电荷, A 为电场振幅, ν_c 为电子的有效平均碰撞频率, m 是电子质量。但电子通过碰撞并非总是吸收能量,当其与质量较大的粒子发生弹性碰撞并且没有吸收到光子时,其能量不是增加,相反却由于碰撞而损耗。自由电子同质量较大的粒子发生弹性碰撞而损失的能量变化率可以表述成^[7]:

$$dE/dt = m\Delta E\omega^2 \nu_c / [M(\omega^2 + \nu_c^2)] \quad (3)$$

式中, M 为原子质量。而雪崩电离系数可以通过电子的能量变化率来表示:

$$\eta = \frac{1}{\Delta E} \frac{dE}{dt} \quad (4)$$

又有激光脉冲电磁场中的电场强度为^[6]:

$$A^2 = 2I/n\epsilon_0 c \quad (5)$$

式中, n 为介质的折射率, c 为真空中光速, ϵ_0 为真空介电常数。由(2)式~(5)式可得到雪崩电离系数:

$$\eta = \frac{(2e^2 I/n\epsilon_0 m - m\Delta E\omega^2/M)\nu_c}{(\omega^2 + \nu_c^2)\Delta E} \quad (6)$$

将入射激光考虑成高斯光束,由于光束直径在聚焦区域范围内变化很小,聚焦区在尺寸上可近似为半径为 w_0 ,长为 $z = \pi w_0^2/\lambda$ 的一个圆柱体,其中 λ 为激光波长。在聚焦空间体积为 $V = \pi^2 w_0^4/\lambda$ 的范围内,电子扩散系数^[8]为:

$$g = \frac{\Delta E}{3m\nu_c} \left[\left(\frac{2A}{w_0} \right)^2 + \left(\frac{1}{z} \right)^2 \right] \quad (7)$$

而电子-离子复合系数在理论上并没有很好的计算表达式,通常通过实验测定等离子体湮灭期的闪光时间来确定其数值。下面将从雪崩电离击穿阈值出发分析复合损耗在击穿过程中的作用。

3 电子密度

光频击穿过程中,多光子电离提供雪崩电离所需要的初始电子密度,在雪崩电离发生以后,雪崩电离所产生的电子密度远大于多光子电离所产生的,则将多光子电离提供的电子密度忽略,电子速率方程变成:

$$\frac{d\rho}{dt} = \eta\rho - g\rho - h\rho^2 \quad (8)$$

(8)式在数学上是一个贝努力方程,假设: $X(t) = 1/\rho$,则有:

$$\frac{dX(t)}{dt} + (\eta - g)X(t) - h = 0 \quad (9)$$

(9)式为一个常微分方程,解此方程得:

$$X(t) = \left\{ \rho_0 + h \int_0^t \exp\left[\int_0^t (\eta - g) dt' \right] dt' \right\} \times \exp\left[\int_0^t (g - \eta) dt' \right] \quad (10)$$

式中, $\rho_0 = 1/\rho_0$, ρ_0 为初始电子密度。假设各项系数均为时间独立量,则当 $0 \leq t \leq \tau$ 时有:

$$\rho(t) = \frac{\rho_0 \exp[(\eta - g)t]}{1 + \frac{\rho_0 h}{\eta - g} \{ \exp[(\eta - g)t] - 1 \}} \quad (11)$$

令 $k = \frac{\eta - g}{h}$, $\beta = \eta - g$,则将(11)式化成:

$$\rho(t) = \frac{k}{1 + (k/\rho_0 - 1) \exp(-\beta t)} \quad (12)$$

(12)式表明,电子密度从 ρ_0 开始生长,初期具有指数增长特征,但它不会随着时间推移无限制地增长,其数值最终将趋向于一个极限值 k 。若自由电子密度在脉冲持续时间内就增长到极限值,则意味着焦区内自由电子达到了饱和状态,此时的极限值 k 即为临界电子密度,在实验上表现为激光等离子体的产生即发生光频空气击穿。(12)式可以很好地描述雪崩电离击穿

过程中,焦区自由电子密度的生长规律及等离子体的形成过程。

4 雪崩击穿光功率阈值

$$\text{由 (12) 式得: } \frac{\rho(t)}{\rho_0} = \frac{\exp(\beta t)}{1 + \frac{\rho_0}{k} [\exp(\beta t) - 1]} \quad (13)$$

定义击穿时的比率阈值 $s = \ln \frac{\rho(t)}{\rho_0}$, 则 (13) 式可以化成:

$$s = \ln \left\{ \frac{\exp(\beta t)}{1 + \frac{\rho_0}{k} [\exp(\beta t) - 1]} \right\} \quad (14)$$

进而得到:

$$s = \beta t - \ln \{ 1 + (\rho_0/k) [\exp(\beta t) - 1] \} \quad (15)$$

假定击穿发生在激光脉冲结束时,即在 $t = \tau^{[9,10]}$ 时刻 (τ 为激光脉冲持续时间),此时自由电子达到了饱和状态且有 $d\rho/dt|_{t=\tau} = 0$,由 (8) 式得到: $\frac{\rho(\tau)}{k} \approx 1$, 这个式子表明了复合系数同雪崩系数、扩散系数之间的一种相互制约关系。

又,击穿时有 $\exp(\beta\tau) \gg 1$, 则:

$$1 + \frac{\rho_0}{k} [\exp(\beta\tau) - 1] \approx 1 + \frac{\rho_0}{k} \exp(\beta\tau) \approx 1 + \frac{\rho_0 \rho(\tau)}{k} = 1 + \frac{\rho(\tau)}{k} \approx 2 \quad (16)$$

将 (16) 式带入 (15) 式得到:

$$s = \beta\tau - \ln 2 = (\eta - g)\tau - \ln 2 \quad (17)$$

由比率阈值定义及 (17) 式,可以有:

$$\eta = g + \frac{\ln \left[\frac{\rho(\tau)}{\rho_0} \right] + \ln 2}{\tau} = g + \frac{\ln \left[2 \frac{\rho(\tau)}{\rho_0} \right]}{\tau} \quad (18)$$

这样,根据 (6) 式, (7) 式和 (18) 式可以得到标准气压下空气雪崩击穿激光强度阈值:

$$I_{th} = [m c n \epsilon_0 \Delta E (v_c^2 + \omega^2) / 2 v_c e^2] \times \left\{ g + \frac{\ln [2 \rho(\tau) / \rho_0]}{\tau} \right\} + c n \epsilon_0 \Delta E m^2 \omega^2 / 2 e^2 M \quad (19)$$

由于考虑了弹性碰撞损耗和复合损耗, (19) 式相比于文献 [5] 和文献 [11] 中阈值公式较全面。从 (19) 式可以发现,光强击穿阈值并非一个简单表达式,它与介质及激光的具体参数有着极为密切的关系,其中任何一个量的变化都可能会引起击穿阈值的变化。同样,由于击穿阈值与诸多因素有关,因而对改值在实验上的确定带来了相当的困难,它对实验条件提出了较高的要求。(19) 式为空气中光学击穿阈值在理论上的确定提供了基础。

5 估算与讨论

空气主要由不同比率的氧气和氮气组成,而氮将

是电子能量的主要损失原因^[9],作者近似将氮电离能作为空气电离能。在给定其它具体实验参数的情况下,可以对空气雪崩击穿阈值进行估算。

标准状况下对干洁空气估算使用的参数为: $m = 9.1 \times 10^{-31} \text{ kg}$, $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$, $n = 1$, $\epsilon_0 = 8.85 \times 10^{-12}$, $\Delta E = 15.6 \text{ eV}$, $v_c = 3.948 \times 10^{12} \text{ s}^{-1[9]}$, $e = 1.9 \times 10^{-19}$, $w_0 = 40 \mu\text{m}$, $\tau = 5 \text{ ns}$, $\rho(\tau) = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $\rho_0 = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$, $M = 3.15 \times 10^{-26} \text{ kg}$ 。

Table 1 The comparison between calculated and experimental threshold, and the energy loss of elastic collision with different wavelength

wavelength / μm	calculated threshold / $(\text{GW} \cdot \text{cm}^{-2})$	experimental threshold ^[3] / $(\text{GW} \cdot \text{cm}^{-2})$	loss of elastic collision / %
10.6	0.624	0.7316 ~ 1.293	1.724
1.064	61.852	60.11 ~ 119.3	1.725
0.694	145.259	170.3 ~ 301.0	1.725

从表 1 发现,固定脉宽估算的阈值随激光波长的增加而增大,且这种随波长增加而出现的增大幅度与文献 [3] 中实验数据所显示的一致,同时估算值与其中的实验值也保持一致。若计算时所采用的脉宽改变,则击穿阈值也将发生变化。从表中可以发现,弹性碰撞损耗所引起的能量损耗在阈值中占有一定比重且在不同波长下保持近乎常数。从 (19) 式发现,复合损耗对阈值影响很小,所得的阈值与忽略复合损耗时的阈值相比并没有显著的差异。其原因是:雪崩击穿过程中,雪崩电离占据了绝对主导地位,其产生的电子数远大于由复合损耗所带来的电子丧失。复合项所引起的电子数减少只有在击穿以后的稳定、衰减期内才明显表现出来。

6 结 论

分析了空气光频击穿中的物理机理,针对两种电离机制作了详细的分析,在充分考虑多光子电离、雪崩电离在击穿过程中的作用及电子扩散、电子-离子复合等影响因素后,得到了电子密度的解析表达式。通过分析电子-离子弹性碰撞损失及复合损耗得到了雪崩击穿阈值,计算了对于给定激光参数情况下的大气击穿阈值和弹性碰撞损失。发现弹性碰撞损耗在击穿阈值中占有一定比重且该比重随波长不同保持近乎不变;在雪崩击穿期间电离所产生的电子数远比复合所引起的损失大,因而复合损耗在雪崩电离击穿建立过程中不会对阈值产生较大的影响。

(下转第 506 页)

4 数据处理

两光干涉后形成的光强公式(3)式进行整理可得:

$$I = a \cos 2\theta + b \sin 2\theta + c \quad (5)$$

式中, a , b , c 为波片快轴与检偏镜的夹角 α 和波片延迟量 δ 的函数, 其大小不变。

对两条曲线的最小值处数据采用最小二乘法进行处理计算, 并考虑仪器的测试精度分别求出两曲线的最小值分别为 64.700 和 34.137 , 这两最小值的相对平移量即为待测样品的旋光角度。因而干涉法测得的结果: $\psi = 64.700^\circ - 34.137^\circ = 30.563^\circ$ 。

由图2可以看出, 透射光强曲线以 $\pi/4$ 为周期, 故波片法测得的旋光角应该为 $\psi = 30.563^\circ + 90.000^\circ = 120.563^\circ$ 。

对样品(石英晶片)的厚度进行测量, 根据旋光角的计算公式 $\psi = \alpha d$ 可以计算出石英晶片在波长 650nm 时的旋光率 $\alpha = 17.481^\circ/\text{mm}$ 。测得结果与标准^[7]对比可以得出相对误差为: $\Delta\alpha = (17.481 - 17.318) / 17.318 = 1\%$ 。

试验的误差主要来源于步进电机的步进角的不连续性, 所以在实验中要采用尽可能小的步进角。旋光率和波长的变化有密切的关系, 半导体激光器的不稳定性会造成输出光波波长和光强的变化, 会对测量结果造成一定的影响。

5 小结

该实验系统采用偏振干涉法来测量旋光角, 具有原理简单、测量精度高、光路易于调节的特点, 只需要

使光线垂直入射到各个光学元件即可。在实验中也可以采用波片和起偏镜固定, 旋转检偏镜的办法来测量。考虑到空气隙型棱镜在旋转过程中会产生更大的扰动, 故在设计光路的过程中避开了使棱镜旋转的方案^[6]。同时由于波片的加入, 使得透射光强函数的周期变为 $\pi/4$, 因此, 在计算结果时应注意实际测得的旋光角有可能并不是最终结果, 需要对比简单传统实验方法对结果作一下修正。采集极小值的偏移量有利于提高实验精度。起偏镜和检偏镜的主透射方向的夹角可任意, 易于多次测量。波片的延迟量无需严格定标, 允许有误差。实验中采用计算机控制步进电机的转动, 可使步进角达到 0.05° , 计算机采集数据测量精度比手动控制高, 并且在数据处理方面采用最小二乘法使实验误差降到最小, 提高了测试的精度。测试系统对固体、液体等各类物质的旋光特性测量都很适用, 可替代量糖计, 也可对某些药品进行左、右旋的测试, 因此, 有较大的实用价值。

参考文献

- [1] 封太忠, 吴福全, 李国华. 石英晶体光轴方向厚度的光学测量研究 [J]. 激光技术, 2003, 27(2): 124~125.
- [2] 姚启钧. 光学教程 [M]. 北京: 高等教育出版社, 1989. 357~362.
- [3] CHOU Ch, HUANG Y Ch. Precise optical activity measurement of quartz plate by using a true-sensitive technique [J]. Appl Opt, 1997, 36(16): 3604~3609.
- [4] LAGOUTTE P, BALCOU P, JACOB D. Optical-activity measurements with bihelical laser eigenstates [J]. Appl Opt, 1995, 34(3): 459~462.
- [5] 王召兵, 宋连科. 测量偏振面旋转的简单方法 [J]. 光电子·激光, 2001, 12(4): 397~399.
- [6] 李红霞, 吴福全, 范吉阳. 空气隙间隔格兰型棱镜偏光器透射光强扰动的温度效应 [J]. 物理学报, 2003, 52(8): 2081~2085.
- [7] 李国华. 光学 [M]. 济南: 山东教育出版社, 1991. 428~430.

(上接第 503 页)

参 考 文 献

- [1] RAMSDEN S A, SAVIC P. A radiative detonation model for the development of a laser-induced spark in air [J]. Nature, 1964, 203: 1217~1219.
- [2] READY J F. Effects of high-power laser radiation [M]. New York: Academic Press, 1971. 161~207.
- [3] 强希文. 高功率激光表面大气击穿阈值的波长关系 [J]. 光学技术, 1999, 25(5): 37~39.
- [4] NOACK J, VOGEL A. Laser-induced plasma formation in water at nanosecond to femtosecond time scales: calculation of thresholds, absorption coefficients, and energy density [J]. IEEE J Q E, 1999, 35(8): 1156~1167.
- [5] 倪晓武, 王文中. 强激光致空气击穿过程的数值模拟 [J]. 兵工学

报, 1998, 19(2): 134~138.

- [6] DEMICHELS C. Laser induced gas breakdown: A bibliographical review [J]. IEEE J Q E, 1969, QE5: 188~202.
- [7] SMITH W L, BECHTCL J H, BLOEMBERGEN N. Dielectric breakdown threshold and nonlinear-refractive-index measurements with picosecond laser pulses [J]. Phys Rev, 1975, B12(2): 706~714.
- [8] KENNDY P K. A first-order model for computation of laser-induced breakdown thresholds in ocular and aqueous media: part I - theory [J]. IEEE J Q E, 1995, 31(12): 2241~2249.
- [9] 孙承伟. 激光辐照效应 [M]. 北京: 国防工业出版社, 2002. 97.
- [10] 陈建新, 王 骐. 激光偏振参量对光场感生电离电子碰撞机制等离子体电离参量的影响 [J]. 光学学报, 2003, 23(3): 321~325.
- [11] 陆 建, 倪晓武, 贺安之. 激光与材料相互作用物理学 [M]. 北京: 机械工业出版社, 1996. 119.