

## 磁约束放电激励对 $N_2$ 激光输出特性的影响\*

王 涓 谷怀民 陈永荣 胡雪金

(中国科学院安徽光学精密机械研究所, 合肥, 230031)

丘军林 龚志伟 周小伙 孙海斌

(华中科技大学激光技术国家重点实验室, 武汉, 430074)

**摘要:** 对磁约束放电激励技术在  $N_2$  激光器上的应用进行了实验研究。结果显示, 横向磁场的引入可以大大提高  $N_2$  激光的输出, 扩展工作气压范围, 提高最佳工作气压值。

**关键词:** 磁约束放电 激励  $N_2$  激光器

### Experimental research of $N_2$ laser excited by magnetically confined discharge

Wang Juan, Gu Huaimin, Chen Yongrong, Hu Xuejin

(Anhui Institute of Optics & Fine Mechanics, The Chinese Academy Science, Hefei, 230031)

Qiu Junlin, Gong Zhiwei, Zhou Xiaohuo, Sun Haibin

(National Laboratory of Laser Technology, HUST, Wuhan, 430074)

**Abstract:** In the paper the magnetically confined discharge technique is used to  $N_2$  laser. Experiments show that transverse magnetic field can increase  $N_2$  laser output, expand its operation atmosphere pressure range and increase its optimum atmosphere operation pressure.

**Key words:** magnetically confined discharge excitation  $N_2$  laser

### 引 言

$N_2$  激光器是利用气体放电泵浦的气体激光器。目前绝大多数气体激光器采用的是普通二极管放电<sup>[1]</sup>, 其放电电压很大一部分降在阴极区。从阴极发射的电子被阴极附近的强电场加速后很快到达阳极, 沿途产生的有效碰撞(即激励碰撞)较少。在这种放电中阴极消耗的功率较大, 并且电子到达阳极时还有大量的动能变成热能被消耗了。

已知放电激励激光器的能量注入、输出功率等特性强烈依赖于它的辉光放电的均匀性。由于放电空间气体局部过热, 导致辉光放电的不稳定性收缩, 逐渐向弧光放电过渡, 一直是限制气体激光器进一步发展的瓶颈。磁约束放电激励技术的设想正是针对已有激励方式的缺点提出来的。磁约束放电的定义即是利用与放电电场正交的磁场(横向磁场)对放电过程中由阴极产生的电子进行约束的气体放电。

最近几年, 磁约束放电技术在  $CO_2$  激光器上已成功运用<sup>[1]</sup>。我们把这种磁约束放电激励技术应用到  $N_2$  激光器上, 进行了实验观测, 从实验上验证了运用横向正交电磁场来约束电子行为, 抑制放电不稳定性, 产生并维持稳定的辉光放电是行之有效的。实验中, 我们测量了纯

\* 国家自然科学基金资助。

$N_2$  与混和  $N_2$ (He 为缓冲气体) 激光在有和无磁约束条件下的输出能量, 通过实验结果的比较及分析, 得出了和理论分析一致的结论。

## 1 理论基础

磁约束放电激励的基本物理思想<sup>[2]</sup> 是对放电过程中从阴极高速飞出的电子给予电磁约束, 使放电中的电子扩散系数、迁移速度和等离子体的电导率都显示出很大的各向异性, 电子从阴极到阳极的迁移速率大大降低, 使电子按人为的轨道运行, 这样, 电子与沿途粒子的碰撞次数增多, 传递给激光气体介质中粒子的能量也增大。电子自身的能量降低愈多, 它与沿途粒子的碰撞截面就愈大, 这种良性循环过程使气体电离程度增加, 放电电流增大, 有效地减少了阴极损耗。同时由于电磁的约束, 放电区出现了一个额外的横向漂移速度——霍尔漂移, 该漂移速度有助于抑制由气体放电中的气体加热和较大温度梯度引起的放电收缩(丝状放电或窄道放电往往向弧光放电过渡), 使放电十分均匀。所以, 磁约束放电的激励效率可以大大提高, 注入功率密度和放电稳定性、均匀性也相应提高, 光束质量也得到改善。

我们的实验中对运动电子实施的与电场正交的磁场的约束, 出发点即是增加电子的有效碰撞次数和利用率。

### 1.1 约束放电条件下的玻耳兹曼方程

玻耳兹曼方程的一般表达形式为:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla_r f + \frac{\mathbf{F}}{m} \cdot \nabla_v f = \left( \frac{\partial f}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (1)$$

式中,  $f = f(\mathbf{r}, \mathbf{V}, t)$  是粒子分布函数,  $\mathbf{r}, \mathbf{V}$ , 分别代表粒子的位置和速度,  $t$  是时间变量,  $\nabla_r$  是  $x, y, z$  空间梯度算子,  $\nabla_v$  是速度空间的梯度算子,  $\mathbf{F}$  是外场作用力,  $m$  是粒子质量,  $(\partial f / \partial t)$  是碰撞项(表示单位时间、单位相体积中由于粒子碰撞作用引起的分布函数的变化)。

这里我们考察如图 1 所示均匀分布的电磁场( $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ )。此时, 在空间均匀的电磁场下的均一气体中, 电子分布函数  $f(v, t)$  与空间坐标无关, 这样包含磁场的玻耳兹曼方程的一般表达形式为:

$$\frac{\partial f(v, t)}{\partial t} = - \frac{e}{m} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v f(v, t) + \left( \frac{\partial f(v, t)}{\partial t} \right)_{\text{coll}} \quad (2)$$

式中,  $\mathbf{E}$  是电场,  $\mathbf{B}$  是磁场,  $e/m$  是电子的荷质比,  $v$  是电子速率。因为磁场与电场正交, 电子分布函数  $f(v, t)$  可以写为:

$$f(\mathbf{V}, t) = f_0(v, t) + (\mathbf{V} \cdot \mathbf{E}) f_1(v, t) + [\mathbf{V} \cdot (\mathbf{B} \times \mathbf{E})] f_2(v, t) \quad (3)$$

分布函数  $f_0, f_1$  和  $f_2$  是速率  $v$  和时间  $t$  的函数, 展开式中的第二、三项远小于第一项  $f_0$ , 其物理意义分别是分布函数在平行于电场方向和霍尔漂移方向( $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  方向)的变化。

将(3)式代入一般形式的玻耳兹曼方程(1)式, 在稳定状态, 即:  $\partial f(v, t) / \partial t = 0$ , 可以推导出微分积分方程<sup>[6]</sup>:

$$\begin{aligned} & (kT \delta \nu_d(u) + \nu(u) \alpha(u)) \frac{\partial f_0}{\partial u} = - \delta \nu_{el}(u) f_0(u) - \left( \frac{m}{2} \right)^{-1/2} u^{-3/2} \\ & \times \sum_{i,j} N_i \int_0^u [(u + u_{ij}) \alpha_{ij}(u + u_{ij}) f_0(u + u_{ij}) - u \alpha_{ij}(u) f_0(u)] du - \left( \frac{m}{2} \right)^{-1/2} u^{-3/2} \\ & \times \sum_{i,j} N_i \int_0^u [(u - u_{ij}) \alpha_{i,-j}(u - u_{ij}) f_0(u - u_{ij}) - u \alpha_{i,-j}(u) f_0(u)] du \end{aligned} \quad (4)$$

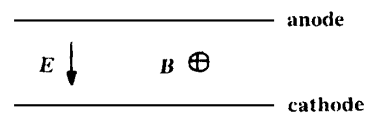


Fig. 1 Uniform  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$  fields of magnetically confined discharge

式中,  $u$  是电子能量,  $u_{ij}$  是非弹性碰撞过程中的电子能量损失;  $T$  是气体温度;  $k$  是玻耳兹曼常数;  $\gamma = (2m/3)(E/m)^2$ ,  $m$  和  $E$  分别是电子质量和电场强度值;  $\nu_{el} = \sum_i N_i \sigma_i v$  是弹性碰撞频率,  $N_i$  是第  $i$  种粒子的粒子数密度,  $\sigma_i$  是第  $i$  种粒子的动量转移截面,  $v$  是电子速率;  $\delta = \sum_i N_i \delta_i / N$ ,  $N = \sum_i N_i$ ,  $\delta_i = 2m/M_i$  是每次弹性碰撞带来的能量损失比,  $M_i$  是第  $i$  种粒子的质量;  $\alpha = (\nu^2 + \omega^2 + \omega_c^2) / [(\nu^2 + (\omega - \omega_c)^2)(\nu^2 + (\omega + \omega_c)^2)]$ ,  $\omega$  是激发电场  $E$  的角频率,  $\omega_c = eB/m$  是电子的回旋频率,  $\nu = \nu_{el} + \nu_m$ ,  $\nu_m = \sum_{ij} N_i \sigma_{ij} v$  是非弹性碰撞频率,  $\sigma_{ij}$  是第  $i$  种粒子激发到第  $j$  个能级的截面。

直流情况下, 即  $\omega = 0$ , 方程(4)可以写为:

$$\begin{aligned} & \frac{E^2}{3} \frac{d}{du} \left[ u \left( \sum_{i,j} N_i [\sigma_i(u) + \sigma_j(u)] + \frac{m\omega_c^2}{2eu[\sum_{i,j} N_i (\sigma_i(u) + \sigma_j(u))]} \right)^{-1} \frac{df_0}{du} \right] \\ & + 2m \frac{d}{du} \left[ u^2 \left( \sum_i \frac{N_i \sigma_i(u)}{M_i} \right) \frac{df_0}{du} \right] + \frac{2mkT}{e} \frac{d}{du} \left[ u^2 \left( \sum_i \frac{N_i \sigma_i(u)}{M_i} \right) \frac{df_0}{du} \right] \\ & + \sum_{i,j} [f(u + u_{ij}) f_0(u + u_{ij}) N_i \sigma_{ij}(u + u_{ij}) - u f_0(u) N_i \sigma_j(u)] \\ & + \sum_{i,j} [f(u - u_{ij}) f_0(u - u_{ij}) N_i \sigma_{i,-j}(u - u_{ij}) - u f_0(u) N_i \sigma_{i,-j}(u)] = 0 \end{aligned} \quad (5)$$

方程(5)第一项(含  $E$ )对应电子从电场获得能量的过程。可以看到, 磁场作用以回旋频率  $\omega_c$  的形式出现在方程的第一项中。方程(5)与普通直流放电的差别仅在第一项, 当  $\omega_c = 0$  (无磁场) 时, 就回到了普通直流放电的情形。从方程(5)中可看出, 磁场的作用以回旋频率的形式出现在方程中, 表现为对碰撞截面的影响, 其效果相当于某种形式的截面, 增大了碰撞频率。通过求解可以得到一个结论, 即约束放电能人为地控制电子能量分布, 实现选择激励。

## 1.2 输运系数

为了定性了解磁场对放电的影响, 简单使用朗之万方程来推导<sup>[5]</sup>约束放电条件下电子输运系数的近似表达式, 可以得到约束放电条件下的电子迁移率和扩散系数 3 个方向的分量<sup>[5]</sup>:

(1) 纵向迁移率及扩散系数(平行于磁场  $B$  方向):

$$\mu_{\parallel} = \frac{e}{m\nu_m} \quad D_{\parallel} = \frac{kT_e}{m\nu_m} \approx \frac{kT_e}{m\nu_m} \cdot \frac{1}{1 + \omega_c^2/\nu_m^2} \quad (6)$$

(2) 横向迁移率及扩散系数( $B \times (E \times B)$  方向):

$$\mu_{\perp} = \frac{e}{m\nu_m} \cdot \frac{1}{1 + \omega_c^2/\nu_m^2} \quad D_{\perp} = \frac{kT_e \nu_m}{m(\nu_m^2 + \omega_c^2)} \approx \frac{kT_e \nu_m}{m\nu_m} \cdot \frac{1}{(1 + \omega_c^2/\nu_m^2)^2} \quad (7)$$

(3) 霍耳扩散系数( $-E \times B$  方向):  $\mu_H = \frac{e^2 B}{m^2(\nu_m^2 + \omega_c^2)} \quad D_H = \frac{kT_e \omega_c}{m(\nu_m^2 + \omega_c^2)} = \frac{\omega_c}{\nu_m} D_{\perp}$  (8)

式中,  $\nu_m$  是碰撞频率,  $\omega_c$  是回旋频率。从上面的式子中可以看到, 在与磁场平行和垂直的方向上, 电子的扩散系数都受到磁场的影 响, 前者将降到原来的  $(1 + \omega_c^2/\nu_m^2)^{-1}$ , 后者则降为原来的  $(1 + \omega_c^2/\nu_m^2)^{-2}$ , 磁场越强, 影响越大, 可见磁场对放电等离子体中电子输运系数的影响是十分显著的。定性说明, 横向磁场的存在使电场的作用变小, 在近似条件下, 相当于减小了玻耳兹曼方程中的  $E/N$  值。

### 1.3 等效电场概念

$$E_e = E / \sqrt{1 + \omega_c^2 / \nu_m^2} = \delta_B^{1/2} E \quad (9)$$

$$\delta_B = 1 / (1 + \omega_c^2 / \nu_m^2) \quad (10)$$

可见, 在有外加磁场  $B$  的情况下, 电场的表达形式由  $E$  变成  $E_e$ , 其间相差一个因子  $\delta_B^{1/2}$  ( $0 < \delta_B < 1$ ), 我们称  $E_e$  为有外加磁场情况下的等效电场, 其方向同原电场  $E$  的方向偏离  $\varphi$ ;  $\delta_B$  为磁场修正因子, 它随磁场  $B$  的增大而减小。从直观上分析, 在外加磁场的作用下, 电子的迁移运动方向将偏离电场  $E$  的方向, 偏转角为  $\varphi$ , 使电场  $E$  对电子的作用减弱, 此时电子实际感受到的电场为  $E \cos \varphi$ , 其中  $\cos \varphi = 1 / \sqrt{1 + \omega_c^2 / \nu_m^2} = \delta_B^{1/2}$  (11)

显然, 在外加磁场的的作用下, 等效电场值减小。于是, 与电子能量相联系的  $E/N$  的有效值也将减小, 故电子能量降低, 电子能量分布较无外加磁场时向低能方向移动, 分布曲线变窄, 电子能量分布趋向集中。从另一方面考虑, 可以认为在外加磁场作用下, 电场的表达形式仍与无外加磁场时相同, 但气体密度的等效值变为:  $N_e = N / \delta_B^{1/2}$ , 即等效气体密度增大, 相当于提高了放电气压, 因而使电子的碰撞作用增强, 碰撞频率增大。从直观上也易理解, 外加横向磁场使电子发生偏转, 使电子总的运动路程增加, 使电子在运动过程中有更多的机会与气体粒子发生碰撞, 即增大了碰撞频率, 增强了电子的碰撞作用特别是电离碰撞作用。

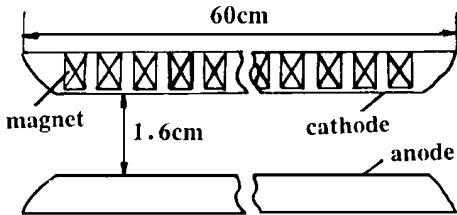


Fig. 2 Schematic electrode structure of XeCl excimer excited by magnetically confined discharge

耳漂移) 运动。当局部热电子收缩发生时, 这一横向霍耳漂移运动就可以很快地将它扩散到其它区域, 从而在很大程度上减小放电收缩的产生, 抑制放电不稳定性, 并达到提高最大放电注入功率密度的效果。

总之, 约束放电激励中的横向磁场对放电的某些特性(特别是放电稳定性)的影响, 是通过洛仑兹力作用于放电中的带电粒子(主要是电子)而实现的。

根据上面横向磁场稳定放电的机理分析, 可得出一个推论<sup>[6]</sup>: 要使磁场具有最好的稳定放电的效果, 其作用范围应该选为辉光放电中电子浓度最高的区域(如阴极区)。因此, 我们把横向磁场仅仅加在阴极附近。实验中采用的是改进型张氏面型电极, 在阴极板中央内置一排 22 块磁场强度均为 0.42T 的圆柱形磁铁。电极结构如图 2 所示。放电空间的磁力线分布如图 3 所示。

### 1.4 磁约束影响放电稳定性的物理机制

气体放电中的气体加热和较大的温度梯度是引起放电收缩的主要原因之一。考虑到局部区域电荷密度和电子迁移率的急剧上升是放电收缩的必要条件, 就容易理解磁约束对放电稳定性的影响。从前面的讨论可知, 将合适的磁场加于放电区, 将使电子沿电场方向的纵向迁移速率降低, 而在垂直于电场的  $-E \times B$  方向产生横向漂移(霍

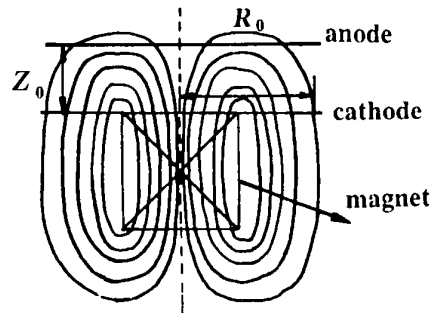


Fig. 3 Schematic spatial distribution of magnetic lines

## 2 实验装置与实验结果

### 2.1 实验装置

激光器及其电路结构如图 4 所示。图中, 1 为紫外火花预电离针; 2 为阴极; 3 为阳极; 4 为激光腔体; 5 为磁铁环; C<sub>0</sub> 为滤波电容器; L<sub>0</sub> 为谐振电感; L<sub>s</sub> 为充电电感; L<sub>p</sub> 为旁路电感; L<sub>h</sub> 为平衡电感; 2DL 为高压硅堆; Thr 为闸流管; Rt 为压敏电阻。

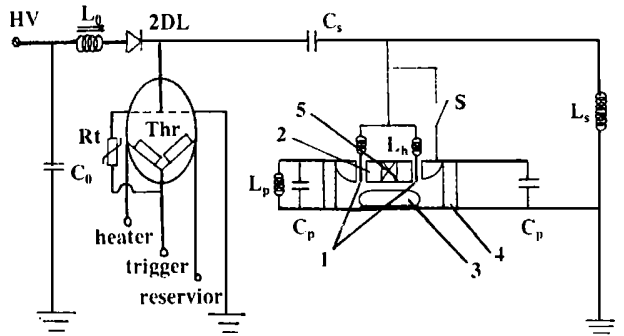


Fig. 4 Schematic circuit structure of XeCl excimer excited by magnetically confined discharge

激光器谐振腔为平平腔, 阴极采用改进型张氏面型电极, 电极长 600mm, 主电极间距离 16mm, 阴极板中装有两排共 57 个预电离火花针, 阴极板背面均匀放置一排 22 块磁铁, 每两块相邻磁铁间距离 1.5mm; 固定储能电容 C<sub>s</sub> 为 19 个 3600PF 耐压 30kV 的电容, 峰化电容 C<sub>p</sub> 为 9 个 3600pF 耐压 30kV 的电容; C<sub>s</sub> 上的充电电压固定为 10kV, 通过谐振倍压充电电路使主电极两端获得近 20kV 稳定的高压; 开关 S 断开表示有预电离的情况, S 合上为预电离短路, 即仍然有预电离, 但预电离较弱。总气压 P<sub>总</sub> 在每次实验中有所不同。实验中用 LPE 能量计测量 N<sub>2</sub> 激光单脉冲输出能量。通过测量结果来分析磁约束放电激励方式对 N<sub>2</sub> 激光输出的影响。我们分别对纯 N<sub>2</sub> 和混和 N<sub>2</sub> 两种情况下的激光输出进行了测量。

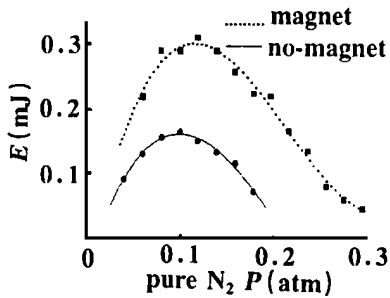


Fig. 5 Under the condition of preionization, contrast between magnetically and nonmagnetically confined pure N<sub>2</sub> laser output

响。横向磁场对纯 N<sub>2</sub> 激光输出能量的影响: (1) 有预电离, 有和无磁约束纯 N<sub>2</sub> 激光输出能量的比较见图 5。由图可知, 有磁约束时, 激光输出能量较无磁约束时提高了 86.31%。(2) 预电离短路, 有和无磁约束纯 N<sub>2</sub> 激光输出能量的比较见图 6。由图可知, 有磁约束时, 激光输出能量较无磁约束时提高了 69.05%。

有和无磁约束对以 He 为缓冲气体的混和 N<sub>2</sub> 激光输出能量的影响: (1) 有预电离, 有和无磁约束混和 N<sub>2</sub> 激光输出能量的比较见图 7。由图可知, 有磁约束时, 激光输出能量较无磁约束时提高了 524.3%。(2) 预电离短路, 有和无磁约束混和 N<sub>2</sub> 激光输出能量的比较见图 8。由图可知, 有磁约束时, 激光输出能量较无磁约束时提高了 213.4%。

### 2.2 实验结果

对纯 N<sub>2</sub> 和以 He 为缓冲气体的混和 N<sub>2</sub> 两种情况下的激光输出做了一系列实验。对给定实验条件下的一组数据, 得到一系列 N<sub>2</sub> 激光的 E~P 曲线(见图 5~图 8), 把相同条件下有、无磁约束的两组数据的曲线放在同一个坐标系里, 便于比较横向磁场对激光输出的影响。

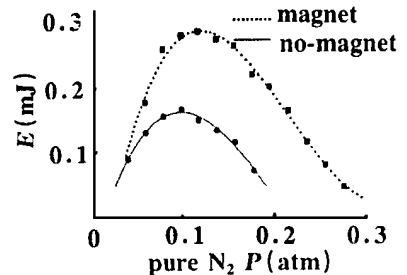


Fig. 6 Under the condition of preionization short circuit, contrast between magnetically and nonmagnetically confined pure N<sub>2</sub> laser output

由图可知, 有磁约束时, 激光输出

由实验结果可见,无论是纯  $N_2$  或混和  $N_2$  激光,横向磁场的存在都可以明显提高激光的

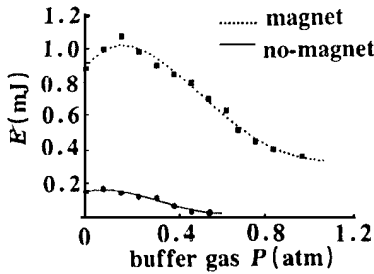


Fig. 7 Under the condition of preionization, contrast between magnetically and nonmagnetically confined mixed  $N_2$  laser output  $N_2 = 0.1 \text{ atm}$ , He buffer gas

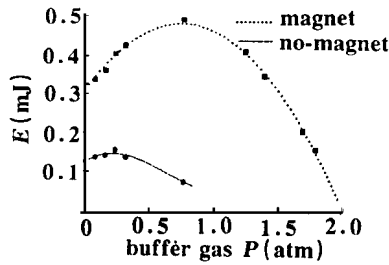


Fig. 8 Under the condition of preionization short circuit, contrast between magnetically and nonmagnetically confined mixed  $N_2$  laser output  $N_2 = 0.1 \text{ atm}$ , He buffer gas

输出能量;由图线的比较也可清楚地看到横向磁场的引入扩大了  $N_2$  激光器的工作气压范围,提高了最佳工作气压值,这说明放电的均匀性和稳定性改善了。此外,通过图线的比较还可以得到,横

向磁场对混和  $N_2$  激光输出能量的提高程度大于纯  $N_2$  激光;这是由于纯  $N_2$  激光放电不够稳定,效率不高;而混和  $N_2$  激光因缓冲气体 He 的加入,改善了放电的稳定性,激光效率有所提高;故混和  $N_2$  激光在横向磁场和缓冲气体 He 的共同作用下,输出能量有了更大比例的提高。

### 3 结果分析

由实验结果可作如下分析:  $N_2$  激光器工作气压一般较低,在无磁场情况下,气压较低时,电子的平均自由程较大,有相当一部分电子未经充分的碰撞(其中包括电离碰撞)就达到阳极,因而电离不够充分,电离系数小。而在有磁场的情况下,由于磁场与电场的的作用,电子具有  $-E \times B$  方向的漂移运动,在  $N_2$  激光器较低的工作气压条件下,这一漂移运动使得电子在向阳极的运动过程中经历较长的路程,有较多的机会与气体原子发生碰撞,这样,电子与沿途粒子的碰撞次数增多,传递给激光气体介质中粒子的能量也增大,电子自身的能量降低愈多、它与沿途粒子的碰撞截面就愈大,这样的良性循环过程的直接结果是:气体电离增加,电离系数较大,放电电流增大,电压降低,有效地减少了阴极损耗;所以,磁约束放电的激励效率可以大大提高。同时霍耳漂移抑制了放电收缩的产生,使放电均匀性、稳定性也相应提高,从而扩展了工作气压范围,最佳工作气压也得以提高。并达到提高最大放电注入功率密度的效果。

由我们的实验可知,横向磁场的存在大大提高了  $N_2$  激光的能量输出,扩展了  $N_2$  激光的工作气压范围,增大了其最佳工作气压值,实验结果同理论分析相一致。由此,利用横向磁场来稳定气体放电,提高放电的激励效率,在  $N_2$  激光器上是可行的。

### 参 考 文 献

- 1 李 军,许强华,陈清明.物理学报,1994;43(1):30
- 2 李 军.应用于金属蒸气激光器的磁约束放电的理论及实验研究.华中理工大学博士学位论文,1997
- 3 陈清明,周凤晴,李晓平 *et al.* 激光技术,1995;19(5):261~263
- 4 Seguin H J J, Capjack C E, Antoniuk D *et al.* A P L, 1980;37(2):130~133
- 5 Capjack C E, Antoniuk D M, Seguin H J J. J A P, 1981;52(7):4517~4522
- 6 Li J, Chen Q M. J Phys D, 1993;26:1541

作者简介:王 涓,女,1972年出生。硕士。从事激光生物医学和激光技术方面的研究。