

时间分辨的脉冲氙灯光谱测试与分析

孙正飞¹, 梁海荣², 王 利², 刘建军², 周申蕾², 李海兵², 朱 俭¹

¹中国工程物理研究院上海激光等离子体研究所, 上海 201800;

²中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800

摘要 高功率激光装置中的片状放大器普遍采用高功率脉冲氙灯作为抽运源, 氙灯的辐射光谱与片状放大器的增益性能密切相关。基于暗室中搭建的时间分辨率为 $2\ \mu\text{s}$ 的氙灯光谱测试系统, 测试氙灯在不同放电时刻的辐射光谱。结果表明: 相同电流密度对应的上升沿、下降沿时刻的氙灯辐射光谱存在显著差别, 上升沿光谱的分立谱明显; 当电流密度为 $0.866\ \text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时, 如果不施加预电离, 上升沿的辐射光谱能量比下降沿低 48%, 施加预电离后这种差距缩小至 24%; 预电离可以有效提高上升沿时刻的光谱强度, 是提高氙灯辐射效率的有效途径之一; 对氙灯辐射光谱的原模型进行修正, 可使其与测试光谱数据更吻合。

关键词 激光器; 激光放大器; 时间分辨光谱; 预电离; 电流密度; 脉冲氙灯

中图分类号 O433 **文献标识码** A

doi: 10.3788/LOP54.101407

Testing and Analysis of Time Resolved Pulse Xenon Lamp Spectrum

Sun Zhengfei¹, Liang Hairong², Wang Li², Liu Jianjun², Zhou Shenlei², Li Haibing², Zhu Jian¹

¹Shanghai Institute of Laser and Plasma, China Academy of Engineering Physics, Shanghai 201800, China;

²Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China

Abstract High power pulse xenon lamps are usually used as the pumping source for slab amplifiers in high power laser facilities. The spectrum of xenon lamps is strongly linked to the gain performance of slab amplifiers. A spectrum testing system in a dark room with the time resolution of $2\ \mu\text{s}$ is built to test the xenon lamp spectra at different discharging time. The results show that the xenon lamp gives quite different spectra for rising and falling edges of the current waveform with the same current density. The rising edge spectrum has many obvious discrete spectra. If no pre-ionization is applied, the radiation spectrum energy at the rising edge is 48% lower than that at the falling edge when the current density is $0.866\ \text{kA}\cdot\text{cm}^{-2}$. If pre-ionization is applied, the difference reduces to 24%. The pre-ionization can effectively increase the radiated energy of the rising edge, and the pre-ionization is an effective way to increase the radiation efficiency of the xenon lamp. The original xenon lamp radiation spectrum model is modified to agree with the experimental spectral data well.

Key words lasers; laser amplifier; time resolved spectrum; pre-ionization; current density; pulse xenon lamp

OCIS codes 140.3280; 300.6500; 140.5560

1 引言

氙灯作为光源具有十分广泛的应用^[1-3], 可作为复印机中的文件照明以及激光抽运光源等。在惯性约束聚变驱动器中, 钎玻璃放大器要求抽运光源具有比较高的效率和能量密度, 而氙灯具有输出功率高、辐射光谱宽、效率高、寿命长等特点, 因此一般将高功率脉冲氙灯作为抽运光源^[4-6]。

20 世纪 60 年代, 脉冲氙灯的光谱分布在国外受到关注。Gonc 等^[7]分析了电流对氙灯光谱和温度的

收稿日期: 2017-05-13; **收到修改稿日期:** 2017-05-23

作者简介: 孙正飞(1990—), 男, 硕士研究生, 主要从事高功率氙灯光谱方面的研究。E-mail: zhengfeis@163.com

导师简介: 朱 俭(1961—), 男, 学士, 研究员, 主要从事高功率激光驱动器方面的研究。

E-mail: 83848384@sina.com(通信联系人)

影响; Emmett 等在进行大量实验的基础上提出了一个氙灯辐射光谱模型^[8], 该模型对辐射输出的预测比较准确, 因此被广泛接受; Lama 等^[9]在此基础上建立了一个更加简化的物理模型, 但该模型忽略了很多细节要素; 2004 年, Elloumi 等^[10]对 Mega-Joule 激光装置中氙灯的辐射光谱进行了相关计算和分析。

国内对于高功率激光器的研究很多, 但是较少关注氙灯的光谱分布, 直到 2000 年左右才开始有相关的报道。刘建军等^[11]对细长型高功率脉冲氙灯的放电特性进行了研究, 并对 2 种不同规格的氙灯进行了对比和分析, 探究了提高辐射效率的方法; 郭向朝等^[12]利用转镜式高速摄影机对大功率脉冲氙灯的放电过程进行了研究, 并分析了预电离对放电过程的影响; 陈文志等^[13]采用连续氙灯模拟太阳光源, 对其光谱进行了测试, 并与太阳光谱进行了对比; 王伶俐等^[14]基于光斑成像法对低功率脉冲氙灯的发光特性进行了分析。以上国内针对氙灯光谱的工作都是针对时间积分的氙灯光谱进行的, 目前尚无时间分辨的氙灯光谱的测试研究; 而时间分辨的氙灯光谱是进行激光放大器设计的重要边界条件之一, 因为明确了时间分辨的氙灯光谱就可以推算任意放电波形的时间积分氙灯光谱。

为了提升钨玻璃对氙灯辐射的吸收效率, 实现放大器结构及电源模块参数的优化设计, 从而最终为增大放大器的增益系数提供准确的边界条件, 本文针对不同时刻的脉冲氙灯辐射光谱进行测试, 分析了其随电流密度的变化规律, 并对原模型进行修正, 目的是使其能更准确地预测当前实验室使用氙灯的辐射光谱。

2 氙灯辐射光谱

被广泛接受的由 Emmett 等提出的氙灯光谱模型^[8]是一个半经验模型, 与氙灯的实际特性密切相关。根据该模型可知, 氙灯光谱的分布主要与入灯功率 P_{in} 有关, 而 P_{in} 的大小由电流密度 j 、灯管内径 d 和充气压力 p 决定, 即

$$P_{in} = 2.81 \exp(1.48 \ln j + 0.9 \ln d + 0.2 \ln p + 0.05 \ln j \ln d)。 \quad (1)$$

对于待测试的氙灯, 灯管内径和充气压力都是确定的, 因此主要考察氙灯辐射光谱随电流密度的变化情况。电流密度 j 与流经氙灯的电流 I 的关系为

$$I = \pi (d/2)^2 j。 \quad (2)$$

电流 I 与时间 t 之间的关系为

$$V_t + L \frac{dI}{dt} + RI + \frac{1}{C} \int I dt = V_0, \quad (3)$$

式中 V_t 为灯管两端的实时电压, V_0 为初始电压, L 为回路中的总电感, C 为回路中的总电容, R 为回路中的总电阻。灯管两端实时电压 V_t 的计算公式为

$$V_t = K_0 I^{1/2}, \quad (4)$$

$$K_0 = 1.27 (p/450)^{0.2} l_x / d, \quad (5)$$

式中 l_x 为灯管长度。

假设灯管是一个充满高温等离子气体的均匀圆柱, 其内部处于局部热力学平衡状态。根据基尔霍夫定律, 氙灯内等离子体的性质可以用一个与波长 λ 有关的吸收辐射系数 $\alpha(\lambda)$ 来描述, 即

$$E(\lambda) = I_{bb}(\lambda, T) \{1 - \exp[-\alpha(\lambda)l]\}, \quad (6)$$

式中 $E(\lambda)$ 为氙灯辐射光强, $I_{bb}(\lambda, T)$ 为温度 T 时的黑体辐射, l 为光线所经过的等离子体的长度。由于辐射角度会随 l 发生变化, 因此需要用多项式进行角度平均, 因此(6)式可以修正为

$$E(\lambda) = I_{bb}(\lambda, T) F[\alpha(\lambda)d], \quad (7)$$

式中 F 为角度平均函数^[8]。

(7)式中的温度和吸收辐射系数采用 Emmett 等总结的公式^[8]进行计算, 计算公式为

$$T = 9300 j^{-0.18} d^{0.092} p^{-0.017}, \quad (8)$$

$$\alpha(\lambda) = [\alpha_c(\lambda) + \alpha_l(\lambda)] M(j, d, p), \quad (9)$$

$$M(j, d, p) = \exp(1.57 \ln j + 0.071 \ln^2 j + 0.19 \ln d + 0.46 \ln p), \quad (10)$$

式中 $\alpha_c(\lambda)$ 为连续谱的吸收辐射系数, $\alpha_l(\lambda)$ 为分立谱的吸收辐射系数, $M(j, d, p)$ 为与灯管参数有关的幅度校正因子。

对于确定的电流密度和灯管参数,温度 T 和校正因子 $M(j, d, p)$ 都是唯一确定的,因此若要对原模型进行修正,只需要通过测试来确定 $\alpha_c(\lambda)$ 和 $\alpha_L(\lambda)$ 这 2 个系数即可。

3 实验装置

实验以放大器中使用的不镀膜的氙灯为测试对象,其外径为 37 mm,内径为 31 mm,极间距为 830 mm,充气后压力为 26664.4 Pa。实验装置如图 1 所示。在暗室中进行测试,4 支待测试的氙灯串联到 1 个回路上,并连接到能源系统;用分光板将进入黑箱的光分成 2 束,2 束光分别进入 2 台有效响应光谱范围不同的光谱仪中,将 2 台光谱仪测试得到的数据拼接到一起,得到抽运带内波长为 400~1000 nm 的光谱。氙灯与黑箱间的距离约为 10 m,调整黑箱上的可调小孔和光谱仪内部的可调狭缝,使测试光谱的强度在光谱仪的线性响应范围内。能源系统在暗室外,该系统的主电压回路的最高电压为 23 kV,电感为 40 μH ,电容为 380 μF ;预电离回路的最高电压为 22 kV,电容为 69 μF 。

在每次正式测试前,先用标准灯对光谱仪的响应光谱进行标定,以确保每次测试时光谱仪的工作状态相同。光谱仪的积分时间决定了光谱测试的时间分辨率为 2 μs ,与通常数百微秒的放电脉冲宽度相比,该时间分辨率已经足够高。氙灯和光谱仪的触发开关用一套时序装置进行控制,通过控制两者之间的触发延时,可以得到氙灯在放电过程中不同时刻的光谱,即不同电流密度对应的的光谱。

图 2 为放电过程中通过氙灯的电流密度随时间变化的典型波形。由图 2 可知,由于每一发次的充电精度优于 0.3%,因此每一发次通过氙灯的电流密度波形基本保持一致。鉴于上升沿电流密度小于 50% I_p (峰值电流密度 $I_p = 1.733 \text{ kA}\cdot\text{cm}^{-2}$) 之前的氙灯辐射能量在总抽运能量中的占比很低,而下降沿电流密度小于 50% I_p 之后的氙灯辐射能量对放大器增益没有贡献(被放大的激光一般在此时刻之前通过放大器),因此仅选取几个时刻进行测试,即 I_p 、90% I_p 、67% I_p 、50% I_p 对应的上升沿及下降沿时刻。

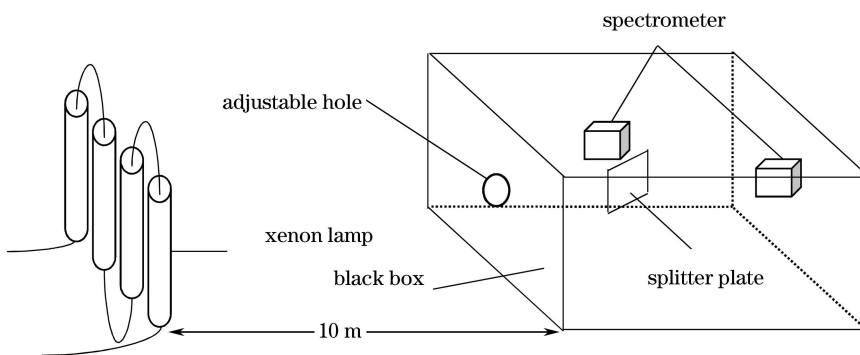


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Diagram of experimental setup

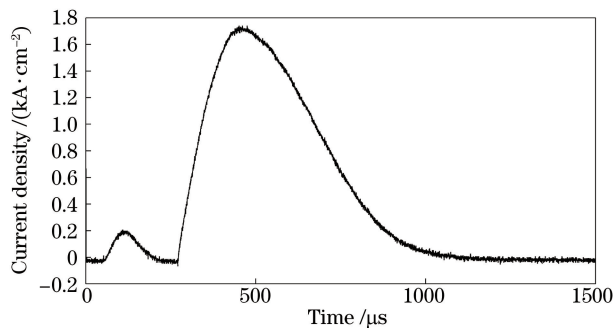


图 2 放电过程中通过氙灯的电流密度波形

Fig. 2 Waveform of current density crossing xenon lamp in discharging course

4 实验数据及分析

4.1 氙灯辐射光谱的时间特性及预电离的影响

通过图 2 可以看到,当电流密度取值在 0 与峰值之间时,在电流密度波形的上升沿和下降沿各有一个放电时刻与电流密度相对应。Emmett 等认为氙灯的辐射光谱只与电流密度的大小有关^[8],然而本课题组的测试结果表明氙灯的辐射光谱不仅与电流密度的大小有关,而且与所处的放电时刻也有关。

不施加预电离时,分别对不同放电时刻(对应电流密度上升沿、下降沿上的不同取值,即 I_p 、90% I_p 、67% I_p 、50% I_p)的光谱进行分析,结果如图 3 所示。由图 3 可知,位于电流密度上升沿时刻的光谱有明显的分立谱,下降沿时刻的光谱基本是以黑体辐射光谱为主的连续谱。这是因为:在电流密度上升沿,大多数电子处于束缚态,以气体原子和离子束缚能态之间的离散跃迁为主,与之对应的分立谱能量的占比较大;而在电流密度下降沿,电子已基本脱离束缚,以气体离子俘获电子后转变到束缚态发出的复合辐射以及电子与离子碰撞后加速电子发出的韧致辐射为主,因此连续谱能量增加,掩盖了分立谱^[15]。

施加预电离时,分别测试上述相同电流密度对应时刻的光谱,结果如图 4 所示。由图 4 可知,位于电流密度上升沿时刻的光谱的强度比不加预电离时的强度有一定程度的提高,但分立谱的强度有所降低,下降沿时刻的光谱基本上仍是以黑体辐射光谱为主的连续谱,且与不加预电离时的光谱基本一致。原因是在预电离阶段,电子已基本脱离束缚态,在主电压作用时,以复合辐射和韧致辐射产生的连续谱为主。

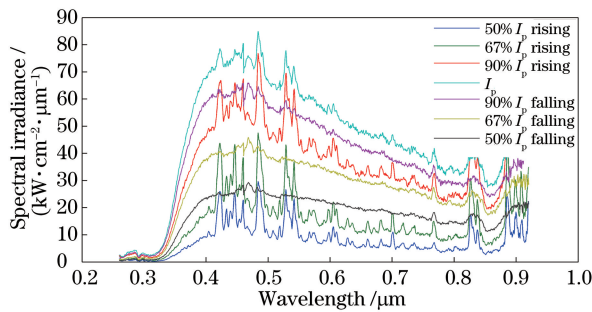


图 3 不施加预电离时不同放电时刻的氙灯辐射光谱

Fig. 3 Xenon lamp spectra without pre-ionization at different discharging time

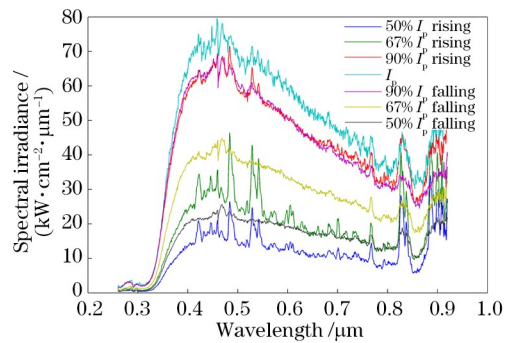


图 4 施加预电离后不同放电时刻的氙灯辐射光谱

Fig. 4 Xenon lamp spectra with pre-ionization at different discharging time

以上结果表明,氙灯的辐射光谱不仅与电流密度的大小有关,而且与放电时刻位于电流密度上升沿还是下降沿也有关。在不施加预电离条件下,以 50% I_p 在放电上升沿对应时刻的氙灯辐射光谱作为基准,对其他时刻的测试数据进行归一化处理,可以得到不同放电时刻(不同电流密度)氙灯辐射光谱能量,如表 1 所示。由表 1 可知,对于相同大小的电流密度,上升沿、下降沿的光谱差别很大。以电流密度为 50% I_p 时为例,不施加预电离时,上升沿的辐射能量比下降沿的辐射能量低 48%;施加预电离后,上升沿的辐射能量比不加预电离时提升了 46%,下降沿的辐射能量与不施加预电离时的约相差 1%。

综合上述分析可知,电流密度上升沿的光谱能量比下降沿的低很多,而预电离可以有效提升放电时刻位于电流密度上升沿的光谱能量,从而使整个放电过程中氙灯的辐射能量提高,提高了能量利用效率。

表 1 不同放电时刻归一化的氙灯辐射光谱能量

Table 1 Normalized radiation spectrum energy of xenon lamp at different discharging time

Discharging time		With pre-ionization	Without pre-ionization
50% I_p	Rising	1.46	1.00
	Falling	1.92	1.94
67% I_p	Rising	2.34	1.85
	Falling	3.28	3.29
90% I_p	Rising	5.03	4.18
	Falling	4.85	4.66
I_p		5.73	5.61

另一方面,对比图 3、4 中的光谱曲线和表 1 中的数据可以看到,随着主电压电流密度增大,上升沿光谱中分离谱的占比降低,与下降沿的光谱趋于一致。可见,随着放电时间的推移,电流密度增大,即使不施加预电离,上升沿辐射光谱能量也会有较大提高。这是因为随着时间推移,脱离束缚的电子越来越多,连续谱对应的复合辐射和韧致辐射增强,因此提高了连续谱的能量。

在当前的能源配置条件下,上升沿辐射光谱能量与下降沿辐射光谱能量仍有一定的差距。要得到上升沿和下降沿基本一致的氙灯辐射光谱能量,需要进一步对能源系统进行优化调整,特别是对预电离参数进行优化调整,包括可施加的最高电压和峰值电流密度。

4.2 当前配电条件下氙灯辐射光谱模型

在当前配电条件下,通过对多次测试数据进行拟合,得到了需要对当前模型修正的 2 个系数 $\alpha_c(\lambda)$ 和 $\alpha_L(\lambda)$ 的计算公式。其中,连续谱吸收辐射系数 $\alpha_c(\lambda)$ 可以用 3 个高斯函数组合表示,即

$$\alpha_c(\lambda) = \alpha_1 \exp\{-[(\lambda - \lambda_1)/\omega_1]^2\} + \alpha_2 \exp\{-[(\lambda - \lambda_2)/\omega_2]^2\} + \alpha_3 \exp\{-[(\lambda - \lambda_3)/\omega_3]^2\}, \quad (11)$$

式中幅值 $\alpha_1 = 2.37 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_2 = -1.50 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$, $\alpha_3 = 3.50 \times 10^{-3} \text{ cm}^{-1}$; 中心波长 $\lambda_1 = 0.75 \text{ }\mu\text{m}$, $\lambda_2 = 0.55 \text{ }\mu\text{m}$, $\lambda_3 = 0.85 \text{ }\mu\text{m}$; 谱宽 $\omega_1 = 0.350 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_2 = 0.200 \text{ }\mu\text{m}$, $\omega_3 = 0.150 \text{ }\mu\text{m}$ 。分立谱吸收辐射系数 $\alpha_L(\lambda)$ 的计算公式为

$$\alpha_L(\lambda) = \sum_{i=1}^{20} \alpha_{Li}(\lambda), \quad (12)$$

$$\alpha_{Li}(\lambda) = \frac{\alpha_i}{4 \times \left[\left(\frac{\lambda - \lambda_i}{\omega_i} \right)^2 + 1 \right]}. \quad (13)$$

每一条洛伦兹曲线的中心波长 λ_i 、幅值调节因子 α_i 和谱宽 ω_i 如表 2 所示。

表 2 洛伦兹曲线的参数

Table 2 Parameters of Lorenz curve

Central wavelength $\lambda_i/\mu\text{m}$	Amplitude factor α_i	Spectral width $\omega_i/\mu\text{m}$	Central wavelength $\lambda_i/\mu\text{m}$	Amplitude factor α_i	Spectral width $\omega_i/\mu\text{m}$
420.1×10^{-3}	0.022	9×10^{-3}	835.0×10^{-3}	0.020	5×10^{-3}
435.0×10^{-3}	0.010	9×10^{-3}	841.1×10^{-3}	0.013	5×10^{-3}
444.0×10^{-3}	0.015	9×10^{-3}	883.4×10^{-3}	0.040	5×10^{-3}
448.0×10^{-3}	0.006	8×10^{-3}	888.9×10^{-3}	0.055	5×10^{-3}
458.0×10^{-3}	0.013	8×10^{-3}	897.0×10^{-3}	0.040	5×10^{-3}
485.4×10^{-3}	0.050	10×10^{-3}	902.0×10^{-3}	0.040	2×10^{-3}
532.0×10^{-3}	0.042	8.5×10^{-3}	909.1×10^{-3}	0.030	2×10^{-3}
540.0×10^{-3}	0.017	4×10^{-3}	910.9×10^{-3}	0.020	5×10^{-3}
572.0×10^{-3}	0.006	10×10^{-3}	916.0×10^{-3}	0.020	2×10^{-3}
828.0×10^{-3}	0.050	10×10^{-3}	920.1×10^{-3}	0.050	2×10^{-3}

鉴于上述预电离的功效,实际能源系统中都会加入预电离模块来提升电流密度上升沿氙灯辐射光谱的能量,使其与下降沿的光谱能量接近,因此仅对下降沿氙灯辐射光谱建立模型。

基于前文的分析对现有氙灯的辐射光谱模型进行修正。图 5 所示为当前配电条件下, $1.155 \text{ kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ 电流密度下降沿的实验光谱以及由原模型和修正后模型得到的光谱。由图 5 可知,修正后的模型曲线与测试曲线更接近,能更准确地预测电流密度下降沿对应的光谱分布,可为放大器设计提供更为准确的边界条件。将修正后的模型与其他不同时刻的测试光谱进行对比验证后发现,修正后的模型可以较为准确地预测其他不同时刻的光谱分布。图 6 所示为 $1.555 \text{ kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ 和 $0.922 \text{ kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ 电流密度时的氙灯辐射光谱。

对于上升沿的辐射光谱模型,可以用与电流密度相关的修正系数对其修正,这是本课题组接下来要进行的测试工作。上述方法拟合出的 $\alpha_c(\lambda)$ 和 $\alpha_L(\lambda)$ 仅适用于当前的氙灯参数和配电条件,主要目的是对获得 $\alpha_c(\lambda)$ 和 $\alpha_L(\lambda)$ 的方法进行说明。其他的氙灯参数和配电条件,需要另行测试和确认。

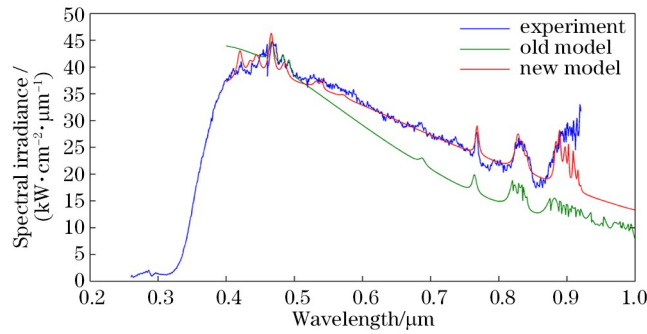


图 5 电流密度为 $1.155 \text{ kA}\cdot\text{cm}^{-2}$ 时测试和模型得到的氙灯辐射光谱

Fig. 5 Xenon lamp spectra obtained from experiment and model at current density of $1.155 \text{ kA}\cdot\text{cm}^{-2}$

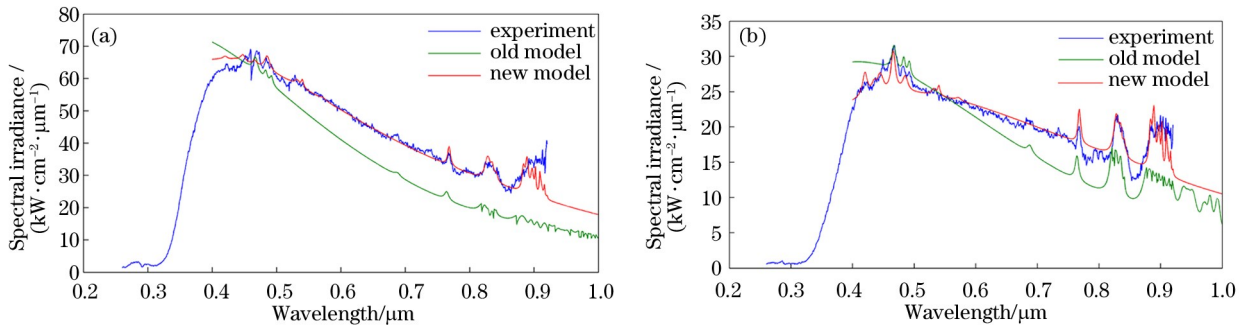


图 6 不同电流密度下实验和模型得到的氙灯辐射光谱。(a) $1.555 \text{ kA}\cdot\text{cm}^2$; (b) $0.922 \text{ kA}\cdot\text{cm}^2$

Fig. 6 Xenon lamp spectra obtained from experiment and models at different current densities.

(a) $1.555 \text{ kA}\cdot\text{cm}^2$; (b) $0.922 \text{ kA}\cdot\text{cm}^2$

5 结 论

氙灯的辐射光谱与其实际特性密切相关,因此,对于实验室中使用的氙灯必须进行直接测试,掌握其光谱特性。通过对不同电流密度条件下氙灯的光谱进行测试,分析了电流上升沿、下降沿的氙灯光谱,在电流密度相同的条件下,电流上升沿的光谱能量低于下降沿的光谱能量,且分立谱的占比较大。通过施加预电离使氙灯在主放电脉冲到达之前有效导通,可以增大辐射光谱的能量。在大量测试数据的基础上,拟合出了与测试数据更吻合的氙灯的辐射光谱模型,这为激光放大器驱动电路的设计提供了更准确的边界条件。

参 考 文 献

- [1] Jancaitis K S, Erlandson A C, Murray J E, *et al.* Modeling flashlamp-pumped Nd: glass disk amplifiers [C]. Conference on Lasers and Electro-Optics, 1989: TUT4.
- [2] Powell H T, Erlandson A C, Jancaitis K S. Characterization of high power flashlamps and application to Nd:glass laser pumping[C]. SPIE, 1986, 0609: 78-94.
- [3] 张光升. 脉冲氙灯技术在高速摄影中的应用[J]. 高能量密度物理, 2006(1): 15-18.
- [4] Nikolaevskii V G, Gerasimov V A. On experience of flashlamps exploitation in high-power Nd-glass lasers for ICF[C]. SPIE, 1995, 2633: 583-586.
- [5] Chen Guangyu, Li Jing, Zhang Xiaomin, *et al.* Mission-availability modelling and analysis of disk amplifier system of inertial confinement fusion laser facilities[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(8): 081407.
陈光宇, 李婧, 张小民, 等. 惯性约束聚变激光装置片放系统任务可用性建模与分析[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(8): 081407.
- [6] Xu Lu, Yin Dingjun, Lu Haihe, *et al.* Design and application of Nd:glass disc-amplifier as pump source of 5 PW Ti:sapphire chirped pulsed amplifier[J]. Chinese J Lasers, 2016, 43(12): 1201006.
徐露, 印定军, 陆海鹤, 等. 用于抽运 5 PW 钛宝石啁啾脉冲放大器的钕玻璃片状放大器的设计与应用[J]. 中国激

- 光, 2016, 43(12): 1201006.
- [7] Goncz J H, Newell P B. Spectra of pulsed and continuous xenon discharges[J]. Journal of the Optical Society of America, 1966, 56(1): 87-92.
- [8] Powell H T, Erlandson A C, Jancaitis K S, *et al.* Flashlamp pumping of Nd:glass disk amplifiers[J]. SPIE, 1990, 1277: 103-120.
- [9] Lama W, Hammond T, Walsh P J. Theoretical model of visible radiation from rare gas flashlamps[J]. Applied Optics, 1982, 21(4): 654-659.
- [10] Elloumi H, Zisis G, Berthier T, *et al.* Time-dependent behavior of a pulsed high power xenon flashlamp: application to the Mega-Joule laser pumping[J]. Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer, 2004, 86(4): 361-369.
- [11] Liu Jianjun, Jiang Baocai, Tang Xianzhong, *et al.* High power xenon flashlamp with relative small-bore and large arc-length[J]. Chinese J Lasers, 2006, 33(3): 326-329.
刘建军, 蒋宝财, 唐贤忠, 等. 细长型高功率脉冲氙灯[J]. 中国激光, 2006, 33(3): 326-329.
- [12] Guo Xiangchao, Li Haibing, Lin Wenzheng, *et al.* Discharge of pulse xenon lamps[J]. Acta Photonica Sinica, 2009, 38(6): 1363-1366.
郭向朝, 李海兵, 林文正, 等. 大功率脉冲氙灯的放电研究[J]. 光子学报, 2009, 38(6): 1363-1366.
- [13] Chen Wenzhi, Zhang Ran, Zhong Chuwei, *et al.* Luminescent spectra design and application research on continuous xenon lamp[J]. Chinese Journal of Luminescence, 2013, 34(12): 1651-1656.
陈文志, 张然, 钟楚巍, 等. 连续氙灯发光光谱的设计与应用研究[J]. 发光学报, 2013, 34(12): 1651-1656.
- [14] Wang Lingli, Zhao Youquan, Zhai Ruiwei, *et al.* Analysis of spark properties of xenon flash lamp based on the imaging technology of optical speckle[J]. Laser & Optoelectronics Progress, 2015, 52(6): 061101.
王伶俐, 赵友全, 翟瑞伟, 等. 基于光斑成像的脉冲氙灯发光特性分析[J]. 激光与光电子学进展, 2015, 52(6): 061101.
- [15] Koechner W. Solid-state laser engineering[M]. Sun Wen, Jiang Zewen, Cheng Guoxiang, Transl. Beijing: Science Press, 2002: 258-259.
克希耐尔. 固体激光工程[M]. 孙文, 江泽文, 程国祥, 译. 北京: 科学出版社, 2002: 258-259.