

余辉 He-Kr⁺ 激光动力学研究*

郭 挺** 王子非 张耀宁 龚志伟 丘军林

(华中理工大学激光研究所, 430074)

摘要: 在研究空心阴极放电脉冲余辉 He-Kr⁺ 激光器的基础上, 提出了余辉过程激光产生的动力学模型。该模型很好地解释了实验所测的各种等离子体参数的变化。

关键词: He-Kr⁺ 激光器, 余辉, 空心阴极

Kinetics of afterglow He-Kr⁺ laser

Guo Ting, Wang Zhifei, Zhang Yaoning, Gong Zhiwei, Qiu Junlin

(Laser Institute, Huazhong University of Science and Technology, Wuhan)

Abstract: Presented here is a model of kinetics of afterglow lasing on the basis of investigating the pulsed hollow-cathode discharge He-Kr⁺ laser. The model explains well all kinds of plasma parameters measured experimentally.

Key words: He-Kr⁺ laser, afterglow, hollow-cathode

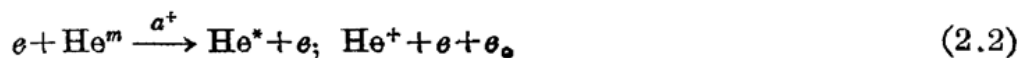
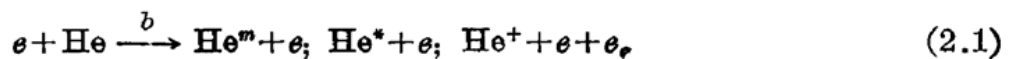
一、引言

人们对脉冲放电余辉过程进行了大量的研究^[1], 但涉及到余辉阶段的激光产生动力学模型却很少有报道。本文对一种有潜力的 Kr⁺469.4 nm 输出的激光器进行了研究^[2~5]。在对运行特性研究的基础上, 建立了该激光产生的动力学模型, 并通过实验验证了计算结果。该模型对进一步改进上述激光器和研究余辉过程都有一定的理论价值。

二、动力学反应过程分析

放电介质为 He、Kr。其 P_{He}/P_{Kr} 气压比在 0.1% 到 5% 范围内变化, 总气压在 5 到 30 Torr 范围内变化。首先分析纯 He 时脉冲放电余辉过程的反应过程:

1. 与电子消激发和激发有关的反应



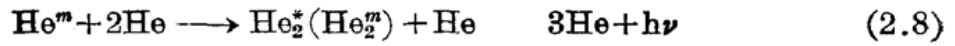
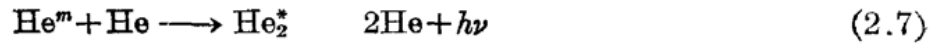
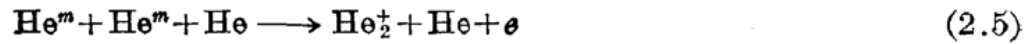
收稿日期: 1988年9月8日。

* 中国科学院自然科学基金资助课题。

** 现在中国科学院上海光机所。

a^+ 、 b 分别为该过程速率。 He^m 为 He 的亚稳态。

2. 与亚稳态有关的反应



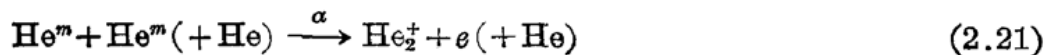
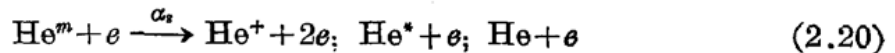
3. 与复合过程反应



式中 e 为电子, He_2^* 、 He_2^m 、 He_2^+ 分别为 He 双原子分子的激发态、亚稳态和电离态。 α_3 、 α_1 、 δ^+ 、 γ' 分别为其描述过程的反应速率。

纯 Kr 中脉冲余辉放电反应过程与此类似。

当在纯 He 中加入少量的 Kr 时, 由于 Kr 的电离所需的能量要较 He 小得多, 其中的离子主要是 Kr 的贡献, 但考虑到 He^+ 与 He_2^+ 的复合过程将直接影响 He^m 的数量, 因此也应计入。因此在 He-Kr 脉冲放电早期余辉阶段主要存在以下过程:



其中 α_s 为超弹性反应速率, α_P 为彭宁电离速率, α_R 为共振转移速率。 Kr^{*+} 为激光上能级, $\Delta E_{..}$ 为反应过程的能量差。

由上述反应过程,可建立余辉过程中的动力学模型,由于该模型中包含了激光上能级的粒子数 K^{+*} 的变化,因此可以解释激光产生机制。

三、动力学模型

在引入速率方程来描述动力学过程之前,必须得知放电过程中电子能量分布 $f(u)$ 。空心阴极放电中电子能量分布可以分解为三种电子的麦克斯韦分布之和^[6],由于其中快电子数目远远小于慢电子数目,所以又可以把放电中的电子能量分布写作是麦克斯韦分布的修正^[7],具体形式如下:

$$f(u) = f(u_1) (u_1/u)^{5/2} [1 + q u_0 (u - u_1)]^{-1/4} \exp(-(u - u_1)/2) \times \exp(-K \{ [1 + q_1 u_0 (u - u_1)]^{3/2} - 1 \}) \quad (3.1)$$

式中: $u = s/KT_e$; $u_1 = s_1/KT_e$; $u_0 = KT_e/e$;

$$q_1 = 0.18; q_0 = 2.8 \times 10^{-18} \text{ cm}^2; K = 0.94 \times 10^4 \frac{1}{u_0} \left(\frac{M}{m} q_0 \right)^{1/2} \left(\frac{2KT_e}{m} \right)^{1/4};$$

s_1 为最低激发能量, M 、 m 分别为原子和电子的质量, T_e 为电子温度。考虑电子温度与电子密度,则有

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{3}{2} KT_e n_e \right) = - \frac{3}{2} \delta \nu_{en} K (T_e - T_g) n_e + \alpha (2s_m - s_{2i}) n_{m1}^2 + \alpha_s n_e s_m n_{m1} + \alpha_P n_{m1} n_{Kr} (s_m - s_i) - \Delta s n_{m1} n_e \alpha^+ - \Delta s_1 n_m n_e b \quad (3.2)$$

式中 n_{m1} 、 n_{Kr} 、 n_e 分别为 $\text{He}(2^3S_1)$ 、 Kr 和电子密度; s_{2i} 、 s_m 、 s_i 分别为形成 He_2^+ 、 $\text{He}(2^3S_1)$ 和 Kr^+ 基态所需的电子能量; δ 为电子与气体原子碰撞损失能量的百分比(弹性); ν_{en} 为这种碰撞的频率; Δs 和 Δs_1 分别为电子与 $\text{He}(2^3S_1)$ 、气体原子发生非弹性碰撞损失能量的平均值; α^+ 、 b 为对应的反应几率。该式右边项依次代表:弹性碰撞能量损失、(2.21)项、超弹性碰撞项、彭宁电离项,复合(2.3)项及直接激发项。和

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} = D_e \nabla^2 n_e + \alpha n_{m1}^2 + \alpha_P n_{m1} n_{Kr} + n_{m1} n_e \alpha^{+'} + \gamma' n_{m1}^2 + b^+ n_{Kr} n_e - \alpha_1 n_{\text{He}_2^+} n_e - \alpha_2 n_{\text{Kr}^+} n_e - \alpha_3 n_{\text{He}^+} n_e \quad (3.3)$$

式中 D_e 为电子的扩散系数; $\alpha^{+'}$ 为电子电离 $\text{He}(2^3S_1)$ 的几率; $n_{\text{He}_2^+}$ 为 He_2^+ 的密度。(3.3)中右边第7、8、9项分别代表 He_2^+ 、 Kr^+ 和 He^+ 与电子的复合项。(3.3)式中 $\alpha^{+'}$ 较 α^+ 要小,但由于数据没有,而 $\alpha^{+'}$ 较小,故在计算中省略。

下面根据第二部分的分析,可以得出关于 $\text{He}(2^3S_1)$ 、 $\text{He}(2^1S_0)$ 、 He^{+*} (基态)、 Kr^+ (基态)、 He_2^+ 、 He^* 的速率方程。由于在早期余辉中,仍有很强的 He 激发态原子的发射谱,因此我们认为 n_{He^*} 是有一定数量的,而且由于 He^+ 的存在和相应的复合过程,会产生大量的 He^* 。这些 He 的激发态将通过辐射和无辐射跃迁以及碰撞弛豫到 $\text{He}(2^3S_1)$ 或者 $\text{He}(2^1S_0)$ 和基态。 $\text{He}(2^1S_0)$ 通过转移到 $\text{He}(2^3S_1)$ 或通过跃迁到 2^1P_0 然后跃迁到基态。为此我们唯象地引入一个统一的量 n_{He^*} 及其平均寿命。鉴于 He^* 大部分跃迁到 $\text{He}(2^3S_1)$, 因此,可以根据跃迁几率大致得出 He^* 到 $\text{He}(2^3S_1)$ 和 $\text{He}(2^1S_0)$ 的百分比。这里忽略了无辐射跃迁等其他过程。另外,在建立联立方程中,由于考虑的是早期余辉过程,因此不考虑 He_2^+ 的变化,并且它对 $\text{He}(2^3S_1)$ 等主要量无直接影响。(3.4)~(3.9)为有关的各速率方程:

$$\frac{\partial n_{m1}}{\partial t} = D_{m1} \nabla^2 n_{m1} + \alpha_1 n_{\text{He}^*} n_e + \alpha_3 n_{\text{He}^*} n_e + \alpha_{12} n_{m2} n_e - \alpha n_{m1}^2 - \alpha_P n_{m1} n_{\text{Kr}^+} - \alpha_R n_{\text{Kr}^+} n_{m1} - \alpha_S n_{m1} n_e - n_{m1} n_e a^+ + \frac{n_{\text{He}^*}}{\tau^*} R_{m1} \quad (3.4)$$

式中 $\alpha_P n_{\text{Kr}^+} n_{m1}$ 代表 He^m 对 Kr^+ 基态的共振激发, 最后一项为高激发态弛豫到 $\text{He}(2^3S_1)$ 的速率。

$$\frac{\partial n_{m2}}{\partial t} = D_{m2} \nabla^2 n_{m2} - \alpha_{21} n_{m2} n_e - \alpha_2 n_{m2} n_e + \frac{n_{\text{He}^*}}{\tau_3^*} R_{m2} - \frac{n_{m2}}{\tau_{m2}} \quad (3.5)$$

式中 D_{m1} 和 D_{m2} 分别为 $\text{He}(2^3S_1)$ 和 $\text{He}(2^1S_0)$ 的扩散系数; α_{21} 为 $\text{He}(2^1S_0)$ 向 $\text{He}(2^3S_1)$ 的转换系数。

$$\frac{\partial n_{\text{He}^*}}{\partial t} = n_{m1} n_e a^+ + \gamma' n_{m1}^2 - \alpha_3 n_e n_{\text{He}^*} - \delta^+ n_{\text{He}^*} n_{\text{He}^*}^2 + D_{\text{He}^*} \nabla^2 n_{\text{He}^*} \quad (3.6)$$

式中 $\delta^+ n_{\text{He}^*} n_{\text{He}^*}^2$ 代表 (2.19) 项。

$$\frac{\partial n_{\text{Kr}^+}}{\partial t} = D_{\text{Kr}^+} \nabla^2 n_{\text{Kr}^+} + \alpha_P n_{m1} n_{\text{Kr}^+} - \alpha_2 n_{\text{Kr}^+} n_e - \alpha_R n_{m1} n_{\text{Kr}^+} + b^+ n_{\text{Kr}^+} n_e \quad (3.7)$$

$$\frac{\partial n_{\text{He}^*}}{\partial t} = D_{\text{He}^*} \nabla^2 n_{\text{He}^*} + \alpha n_{m1}^2 - \alpha_1 n_{\text{He}^*} n_e \quad (3.8)$$

(3.7) 中 b^+ 为电子电离 Kr 原子的几率。

He^* 的速率方程为

$$\frac{\partial n_{\text{He}^*}}{\partial t} = \alpha_3 n_{\text{He}^*} n_e + a^+ n_{m1} n_e - \frac{n_{\text{He}^*}}{\tau^*} \quad (3.9)$$

即认为 He 的非亚稳激发态是由 He^+ 复合和 $\text{He}(2^3S_1)$ 激发以及其弛豫造成的。在余辉过程中, 由于 T_e 较小, 故 He 原子基态到 He^* 的直接电子激发不予计入。

以上方程中有关系数在附录中列出。通过上机求解, 可以得到各种等离子体参数随时间的变化。

四、实验结果及计算结果

在实验中, 我们利用自吸收法对 $\text{He}(2^3S_1)$ 粒子数随时间的变化做了测量。装置如图 1, 测量结果示于图 2。

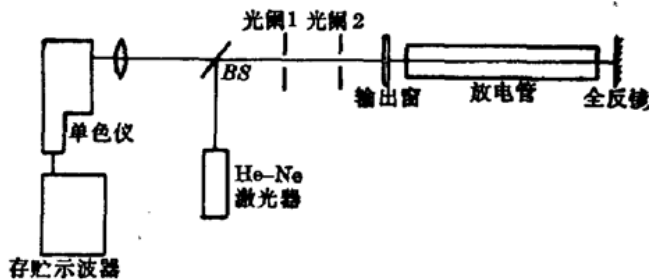


图 1 实验装置

为了验证自吸收法的精确度, 我们测量了同一下能级的两条自发辐射谱线 447.1 nm ($4d^3D \rightarrow 2p^3P$) 和 587.5 nm ($3d^3D \rightarrow 2p^3P$), 其测量结果误差小于 5%, 如图 3 所示。

实验还观察了激光上、下能级的自发辐射发射光谱:

$$469.4 \text{ nm}, 6S^4P_{5/2} \longrightarrow 5P^4 \cdot D_{7/2}$$

$$435.5 \text{ nm}, 5p^4D_{7/2} \longrightarrow 5s^4P_{5/2}$$

示于图 4(a) 和 (b)。可以看出, 加入 He 后, 激光上能级的自发辐射峰值较纯 Kr 时延迟了大

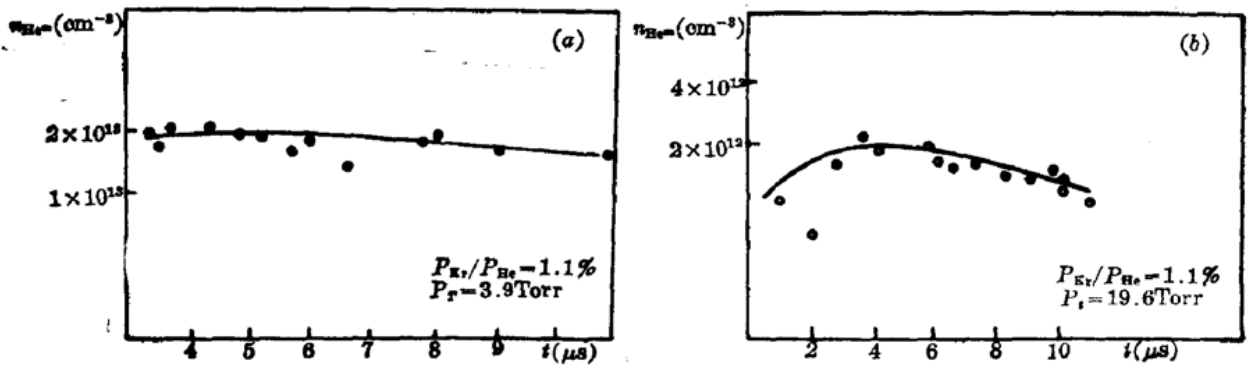


图 2 He(2³S₁)密度随时间变化

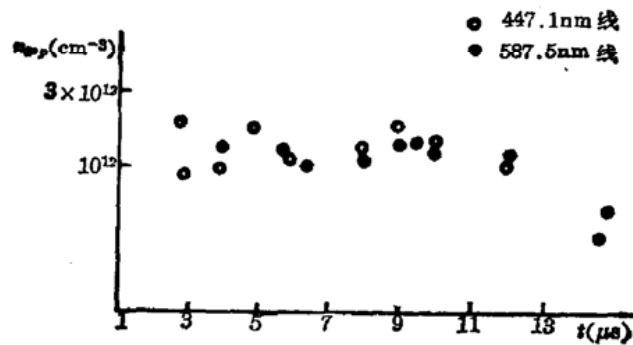


图 3 不同上能级自吸收所测 n_{2s,p} 密度

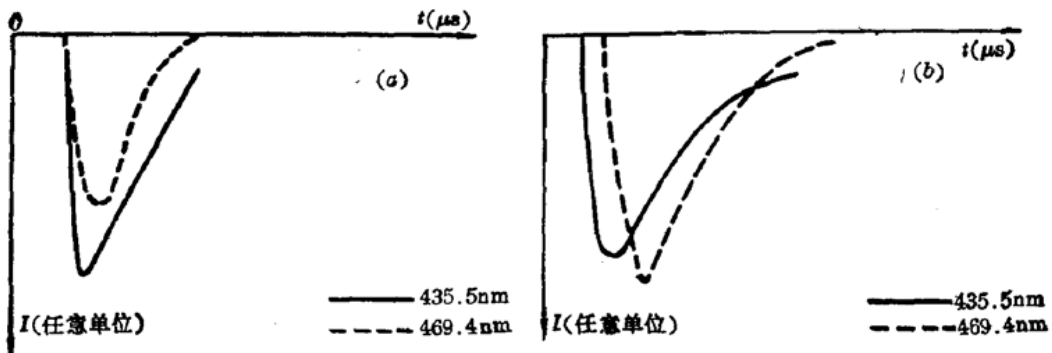


图 4 纯 Kr 激光上能级自发辐射(a)与 He+Kr 时激光下能级的自发辐射(b)

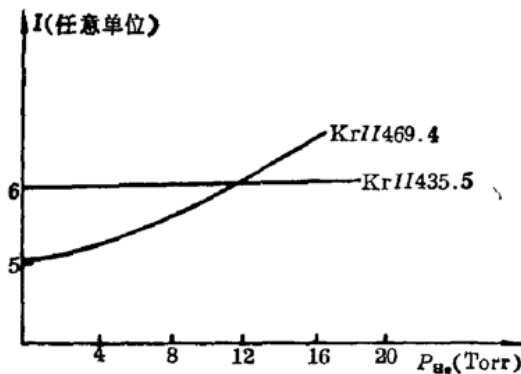


图 5 激光上下能级自发辐射随 He 气压的变化

(*t*)、*n_o*(*t*)、*T_e*(*t*)等参数在余辉过程中的变化。对于不同的总气压下 He(2³S₁)随 Kr 的掺入而产生的变化也可由理论模型给出。

约 2 μs。

由自发辐射随 He 气压的变化,可以明显地观察到共振转移的作用(见图5)。同时,选定各种速率和几率(见附录),我们便可由动力学模型计算出如 *n_{He}m₁*(*t*)、*n_{Kr}*

五、结 论

1. 本文证明了余辉 He-Kr⁺ 469.4nm 激光动力学中产生激光的主要过程为 He(2³S₁) 与 Kr⁺ 基态的共振激发, 并且 Kr⁺ 基态所起的作用相对小一些, 所以在实验上应以得到最佳的 He(2³S₁) 密度为主。2. 研究表明影响 He(2³S₁) 的主要原因是 Kr 的绝对量, 而非其与 He 的相对比例, 因此存在一最佳比例和总气压。3. 余辉初期应考虑 He 的激发态对 He(2³S₁) 的贡献, 当然也可从 He⁺ 直接复合成 He(2³S₁) 找到相应的补偿过程。但本文中未采用这一方法。4. 电子温度在余辉早期衰减较快, 这样有利于 He(2³S₁) 对 Kr⁺ 形成共振激发以达到粒子数反转。而 n_e 变化不大, 有利于形成一定数量 Kr⁺。这一点证明脉冲放电余辉形式更利于产生 He-Kr⁺ 469.4nm 激光。

在实验中, 得到了毛少卿老师的大力帮助以及张凯同志的帮助, 在此表示感谢。

参 考 文 献

- 1 W. S. Collins, Introduction of Gas laser, Pergamon press, 1st edition, 1974
- 2 Dana J., Laures P., Proc. IEEE, 53, 78(1965)
- 3 Janossy M., Rozsa K. et al., Phys. Lett., A46, 379 (1974)
- 4 Janossy M., Phys. Lett., A68(3), 317(1978)
- 5 瞿佳男, 丘军林 et al., 中国激光, 14, 63 (1987)
- 6 Mizeraczky J., J. Phys. D., Appl. Phys., 17, 1647 (1984)
- 7 Dothan F. et al., J. Phys. D., Appl. Phys., 12, 2155 (1979)

附 录

有关参数:

$\alpha = 1.8 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\alpha_2 = 4.2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; $\alpha_p = 4 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; $\alpha_R = 2 \times 10^{-9} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; $\alpha_1 = 5 \times 10^{-10} + 5 \times 10^{-27} n_0 (T_e/T_g)^{-1} + 4 \times 10^{-20} n_e (T_e/T_g)^{-4}$; $\alpha_2 = 5 \times 10^{-10} + 6 \times 10^{-20} n_e (T_e/T_g)^{-4}$; $\alpha_3 = 5 \times 10^{-11} \times 6 \times 10^{-2} n_e (T_e/T_g)^{-4}$; $\delta^+ = 5 \times 10^{-21} \text{ cm}^6 \cdot \text{s}^{-1}$; $\gamma' = 8.7 \times 10^{-18} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$; $D_e = 0.916 (T_e + T_g) / P \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $D_{m1} = D_{m2} = 470 / P \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $D_{Kr^+} = D_{He^+} = 410 / P \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $D_{He^+} = 640 / P \text{ cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$; $K_{m1} = 0.7$, $K_{m2} = 0.2$, $\tau^* = 3.1 \times 10^{-6} \text{ s}$, $\tau_{m2} = 2 \times 10^{-6} \text{ s}$; $\alpha_{21} = 3 \times 10^{-7} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$, $\delta = 1/1840$, $\nu_{en} = 10^7 \text{ s}^{-1}$ 。

用肖特基二极管得到 72GHz 微波频率的 59 次谐波

用 GaAs 肖特基势垒二极管作谐波混频元件, 首次得到了 72 GHz 微波频率的 59 次谐波而达到 4.2 THz 的远红外频率。观察到了甲醇 70.5 μm 远红外激光(4.25 THz)和 72 GHz 速调管频率的谐波混频拍信号。当聚焦到肖特基二极管上的远红外激光功率为 5 mW 时, 在 100 kHz 带宽下, 所得拍信号的信噪比为 17 dB。在此以前国际上已报道的最好水平是得到 72 GHz 微波频率的 51 次谐波而达到 3.7 THz 的频率。如此高价的谐波混频过去只有用低温约瑟夫逊结混频器才有可能。

通过改变速调管的频率及其谐波阶次, 可以测量波长大于 70 μm 的任何远红外激光的频率而成为一台远红外激光频率测量仪, 其测量精度将大大优于常规的波长测量方法。

(中国计量科学研究院 倪育才 1990 年 4 月 4 日收稿)