

# 光场电离类镍氙等离子体参数研究\*

王 骥 张杉杉 卢兴发 夏元钦 陈德应  
(哈尔滨工业大学光电子技术研究所, 哈尔滨 150001)

**摘 要** 计算了 10 Hz、140 fs、50 mJ、800 nm 圆偏振光场电离产生的类镍氙等离子体参数, 着重研究了电离激光强度对等离子体参数的影响, 并由此确定了适合于电子碰撞激发类镍氙 31.9 nm 超紫外(XUV)激光系统的最佳激光强度。

**关键词** 光场电离, 类镍氙, 等离子体参数。

## 1 引 言

1988 年, 加拿大的 Corkum 和 Burnett<sup>[1]</sup> 首次提出了利用超高强度、超短脉冲激光引起的光场电离或隧道电离过程驱动短波长激光器的泵浦机制。其中, 如果以圆偏振光作为驱动源, 能够产生所需的离子和高能电子, 同时保持较低的离子温度。这正是电子碰撞激发所需要的等离子体条件。基于这种机制, 已成功地实现了类钡氙(Xe<sup>+</sup>)的 41.8 nm 超紫外激光放大<sup>[2]</sup>。除了 Xe<sup>+</sup> 以外, 跃迁波长为 31.9 nm 的类镍氙(Kr<sup>+</sup>)系统也被认为是一种很有希望实现高增益的超紫外激光介质<sup>[3]</sup>。

本文对 10 Hz、140 fs、50 mJ、800 nm 的掺钛蓝宝石激光系统驱动的圆偏振光场电离 Kr<sup>+</sup> 等离子体进行了参数计算, 讨论了峰值激光强度对各电荷态相对集居数和剩余电子能量分布的影响。

## 2 光场电离等离子体参数计算

### 2.1 电离速率

电离速率是计算所有电离参数的基础。在强场电离中, 离子中残余的电子具有远远高于激光频率的自然频率, 因而强场交流电离率对激光频率的依赖很弱, 可用准静态直流隧道电离速率公式来计算。又因为圆偏振电场的总振幅始终保持恒定, 因而其周期平均电离率即为准静态隧道电离速率  $W_{dc}$ <sup>[4]</sup>。在现有的各种强场电离理论中, Ammosov、Delone 和 Krainov 等人<sup>[5]</sup>的三维复杂原子隧道电离模型(即 ADK 模型)与实验符合得最好, 所以本工作的所有计算都基于原子隧道电离模型圆偏振光场电离速率公式:

$$W_{dc}[F(t)] = 1.298\omega_a \frac{Z^2}{n_{eff}^4} \left[ \frac{10.873Z^3 F_a}{n_{eff}^4 F(t)} \right]^{2n_{eff}-1} \exp \left[ - \frac{2Z^3 F_a}{3n_{eff}^3 F(t)} \right] \quad (1)$$

\* 国家科委 863 高技术项目、博士点基金和国家自然科学基金资助课题(69688003)。

收稿日期: 1997-05-14; 收到修改稿日期: 1998-02-23

其中  $\omega_h$  和  $F_a$  分别为原子的频率和原子的库仑电场 ( $\omega_h = 4.162 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$ ,  $F_a = 5.142 \times 10^9 \text{ V/cm}$ );  $Z$  为电离产生离子的电荷数;  $F(t)$  为激光电场强度;  $n_{\text{eff}} = Z/(U_i/U_H)^{1/2}$  为有效主量子数,  $U_i$  为  $Z - 1$  阶离子的电离能,  $U_H$  为氢原子的电离能 ( $U_H = 13.6 \text{ eV}$ )。

图 1 给出了用(1)式计算出的  $\text{Kr}^-$  至  $\text{Kr}^+$  的圆偏振光场电离速率随激光强度的变化曲线。

## 2.2 阈值激光强度

关于电离所需的阈值激光强度  $I_{\text{th}}$  或临界激光强度  $I_{\text{cr}}$ , 不同的文献中有各种定义。其中较常用的定义是, 脉冲持续时间  $\tau_p$  内的电离几率  $P = W_{\text{dc}}\tau_p > 1$  时所需的激光强度。对于本工作的实验条件,  $\tau_p = 140 \text{ fs}$ , 相应的应有  $W_{\text{dc}} > 10^{13} \text{ s}^{-1}$ 。此外, 阈值激光强度还可以简单地由一维准经典库仑势垒压制电离模型(BSI)来估算<sup>[6]</sup>。将电离能为  $U_i$  的原子电离到电荷态  $Z$  所需的激光强度为

$$I_{\text{th}} = \frac{cU_i^4}{128\pi Z^2 e^6} = 4.0 \times 10^9 U_i^4/Z^2, \quad (\text{W/cm}^2) \quad (2)$$

根据原子隧道电离模型和势垒压制电离模型计算出的  $\text{Kr}^-$  至  $\text{Kr}^+$  的阈值电离激光强度与电离能的关系曲线如图 2 所示。图中右端纵坐标表示的是波长 800 nm 时与左端纵坐标光强值相对应的电子颤动能  $E_q$ ,

$$E_q = e^2 F^2 / 4m\omega^2 = 9.33 \times 10^{-14} I \lambda^2 \quad (\text{eV})$$

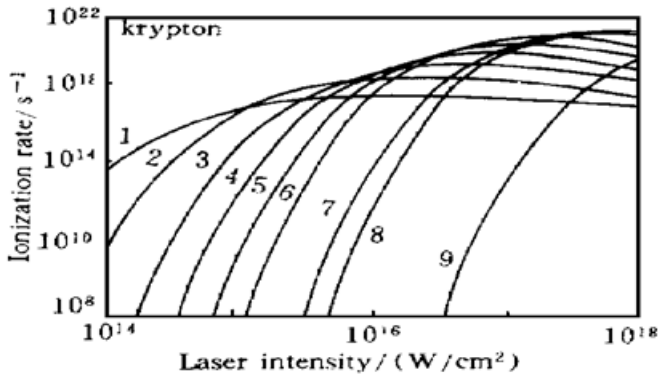


Fig. 1 Calculated ADK dc ionization rate for  $\text{Kr}^-$  to  $\text{Kr}^+$  as the function of laser intensity

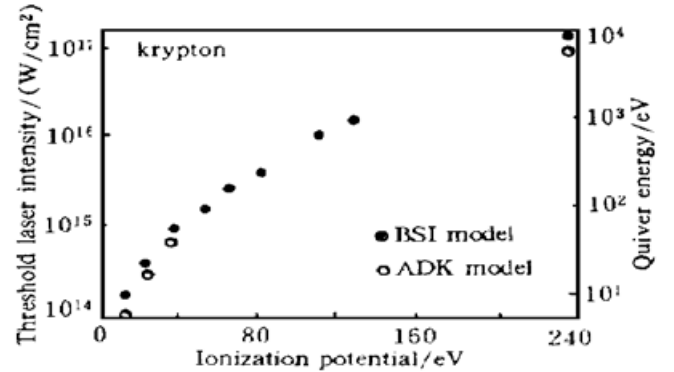


Fig. 2 Calculated threshold laser intensities for  $\text{Kr}^-$  to  $\text{Kr}^+$  as the function of the ionization potential

## 2.3 各电荷态的相对集居数

本实验室的掺钛蓝宝石激光系统输出为双曲正割型线偏振脉冲, 经 1/4 波片变换成圆偏振脉冲。光强的时间线型为

$$I(t) = I_0 \text{sech}^2 \left[ \frac{1.76(t - t_{\text{max}})}{\tau_p} \right] \quad (3)$$

式中  $I_0$  为峰值光强,  $\tau_p$  为脉冲宽度,  $t_{\text{max}}$  为脉冲达到峰值的时刻。相应的电场为

$$\mathbf{F}(t) = \frac{F_0}{\sqrt{2}} \text{sech} \left[ \frac{1.76(t - t_{\text{max}})}{\tau_p} \right] [\cos(\omega t) \mathbf{e}_x + \sin(\omega t) \mathbf{e}_y] \quad (4)$$

其中  $F_0 = 27.5I_0^{1/2}$  为峰值电场强度,  $\tau_p = 140 \text{ fs}$ ,  $t_{\text{max}} = 280 \text{ fs}$ 。

在圆偏振激光场作用下, 原子的电离通常为逐级电离<sup>[7]</sup>。 $\text{Kr}^+$  等离子体中各电荷态相对集居数的速率方程为

$$\begin{aligned}
 N_0^\circ(t) &= -W_1[F(t)]N_0(t) \\
 &\dots\dots \\
 N_j^\circ(t) &= W_j[F(t)]N_{j-1}(t) - W_{j+1}[F(t)]N_j(t) \\
 &\dots\dots \\
 N_8^\circ(t) &= W_8[F(t)]N_7(t) \\
 \sum_{j=0}^8 N_j(t) &= 1
 \end{aligned} \tag{5}$$

用四阶龙格-库塔法对上述耦合微分方程组进行数值求解, 可得到每一时刻的各组分相对集居数。图 3 给出了不同峰值光强下计算出的 Kr 的中性原子和前八个电荷态相对集居数随时间的变化曲线。从图中可见, 随着峰值光强的增大, 各阶电荷态出现的时刻逐渐提前, 持续时间逐渐缩短, 同时最高的电荷态  $Kr^{+}$  的相对集居数从小于 1 逐渐增大到 1, 并最终成为等离子体中唯一的成分。这里需要说明的是, 在上述峰值光强范围内,  $Kr^{+}$  的电离率远远小于前八个电荷态的电离率(如图 1 所示), 因而速率方程中忽略了  $W_9$  项的贡献。

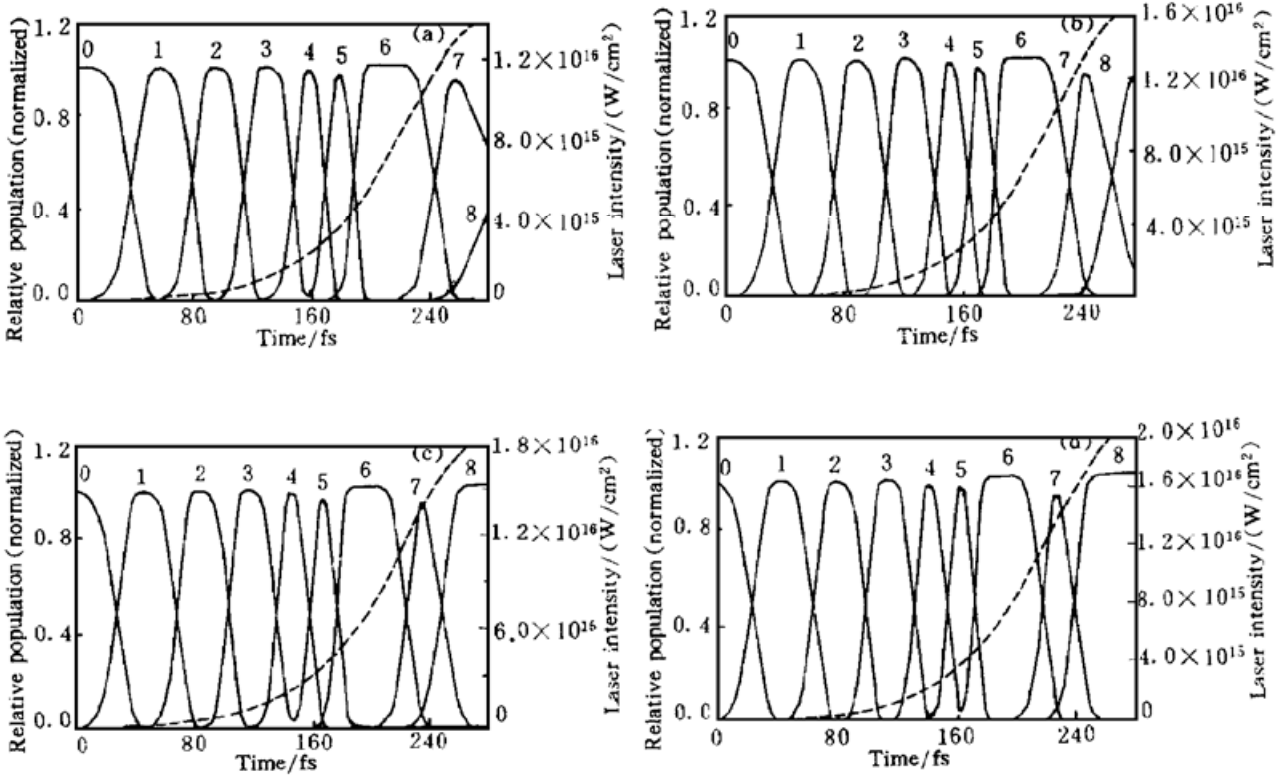


Fig. 3 Calculated relative populations evolution of the neutral atom and the first eight ion stages in Kr.

$$(a) I = 1.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2, (b) I = 1.6 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2,$$

$$(c) I = 1.8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2, (d) I = 2.0 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$$

## 2.4 初始电子能量分布

关于圆偏振光场电离产生的剩余电子能量及电子能量分布的详细推导过程将另文介绍, 这里只给出最终的计算公式:

$$\frac{dn(t)}{dE(t)} = 0.284 \sum_{j=1}^8 W_j[F(t)] \tau_p N_{j-1}(t) / \{E(t) \text{th} [1.76(t_{\max} - t)/\tau_p]\} \tag{6}$$

式中  $n(t)$  代表各阶电离所产生的总电子数,  $E(t)$  代表电子剩余能量, 两者都是电离时刻  $t$  的函数。改变  $t$  ( $0 \sim t_{\max}$ ), 得到的  $dn/dE-E$  曲线即为电离后的初始电子能量分布(即电子能谱)。

图 4 给出了不同峰值光强下计算出的  $\text{Kr}^+$  等离子体中初始电子能量分布, 图中的八个峰分别对应于电离产生的八个电子。在  $\text{Kr}^+$  系统中, 激光上能级的电子碰撞激发阈值能量为 145 eV, 因而最后四个被电离的电子应对激光上能级的激发有贡献。从图中可以看出以下特点:

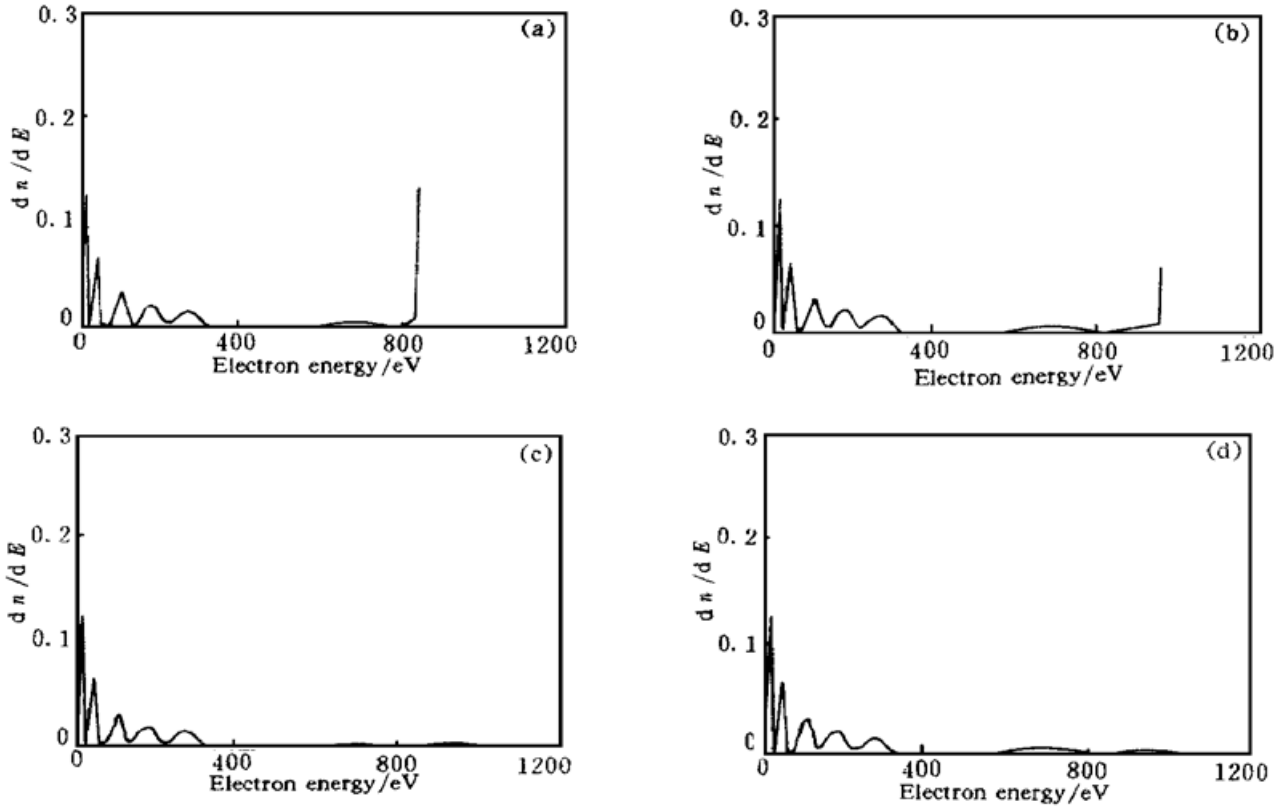


Fig. 4 Calculated electron energy distribution in  $\text{Kr}^+$  plasma under different peak intensities.

(a)  $I = 1.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , (b)  $I = 1.6 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  
(c)  $I = 1.8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , (d)  $I = 2 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$

1) 图 4(a) 中约 836 eV 处有一陡上升沿。这是由于从  $\text{Kr}^{\text{VII}}$  向  $\text{Kr}^{\text{VIII}}$  的电离发生在激光脉冲峰值附近, 光强  $I(t)$  几乎是常数,  $dI/dt$  很小, 相应的  $dE/dt$  也很小, 因而导致  $dn/dE$  突然跃变, 第八个高能峰尚未形成。这一点从图 3(a) 中也能明显看出。这样的电子能量分布显然不利于电子碰撞激发。此时的峰值光强为  $1.4 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , 约等于势垒压制电离模型计算的阈值光强, 相应的  $\text{Kr}^{\text{VII}}$  电离率略大于  $10^{13} \text{ s}^{-1}$ 。相似地, 当峰值光强为  $1.6 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ ,  $\text{Kr}^{\text{VII}}$  电离率则为  $1.4 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$  时, 图 4(b) 中 955 eV 处也有一陡上升沿, 第八个高能峰仍未能形成。而在图 4(c) 中峰值光强为  $1.8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , 相应的  $\text{Kr}^{\text{VII}}$  电离率为  $5.4 \times 10^{14} \text{ s}^{-1}$ , 第八个高能峰完全形成。由此可见, 为使  $\text{Kr}^+$  有足够高的相对集居数和适当的电子能量分布, 所需的峰值光强不应低于  $1.8 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ 。这说明图 2 中两种模型计算出的阈值激光强度均偏低, 不能满足电子碰撞激发  $\text{Kr}^+$  超紫外激光所需要的最佳等离子体条件。

2) 当峰值光强达到阈值以后, 随着光强的增大, 电子能谱中各峰的位置和高度变化并不大。这说明峰值光强达到阈值即可, 并非越大越好。

**结 论** 通常所用的势垒压制电离模型或原子隧道电离模型(在电离几率等于 1 时)计算出的阈值激光强度普遍偏低, 产生的最高电荷态相对集居数和初始电子能量分布不能满足电子碰

撞激发  $\text{Kr}^{+}$  超紫外激光的需要。只有通过等离子体参数的数值计算才能确定最佳的峰值光强。

### 参 考 文 献

- [1] P. B. Corkum, N. H. Burnett, R. W. Falcone *et al.*. Multiphoton ionization for the production of X-ray laser plasmas. *OSA Proceedings on Short Wavelength Coherence Radiation*, Washington, D. C., Optical Society of America, 1988. 225~ 228
- [2] B. E. Lemoff, G. Y. Yin, C. L. Gordon III *et al.*. Demonstration of a 10 Hz femto-second-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in  $\text{Xe}^{+}$ . *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(9) : 1574~ 1577
- [3] B. E. Lemoff, C. P. J. Barty, S. E. Harris. Femtosecond-pulse-driven, electron-excited XUV lasers in eight-times-ionized noble gases. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(8) : 569~ 571
- [4] P. B. Corkum, N. H. Burnett, F. Brunel. Above-threshold ionization in the long-wave limit. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **62**(11) : 1259~ 1262
- [5] M. V. Ammosov, N. B. Delone, V. P. Krainov. Tunneling ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electromagnetic field. *Sov. Phys. JETP*, 1986, **64**(6) : 1191~ 1194
- [6] S. Augst, D. Strickland, D. D. Megerhofer *et al.*. Tunneling ionization of noble gases in a high-intensity laser field. *Phys. Rev. Lett.*, 1989, **63**(20) : 2212~ 2215
- [7] D. N. Fittinghoff. *Optical Field Ionization of Atoms and Ions Using Ultrashort Laser Pulses*. Ph. D Thesis. Livermore, University of California, 1993. 94~ 105

## Parameter Study of Optical-Field Ionized $\text{Kr}^{+}$ Plasma

Wang Qi    Zhang Shanshan    Lu Xingfa    Xia Yuanqin    Chen Deying

(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)

(Received 14 May 1997; revised 23 February 1998)

**Abstract** Optical-field ionized plasma parameters are studied to find the optimum laser intensity for production of  $\text{Kr}^{+}$  plasma suitable for the generation of collisionally excited XUV laser at 31.9 nm.

**Key words** optical-field-induced ionization,  $\text{Kr}^{+}$ , plasma parameter.