

文章编号 : 0253-2239(2001)06-0702-04

# 基于光场感生电离类镍氪系统峰值增益系数的计算\*

夏元钦 卢兴发 陈德应 吴小燕 王 骥

(哈尔滨工业大学光电子技术研究所可调谐激光技术国家重点实验室, 哈尔滨 150001)

摘要: 利用自行编制的辅助程序将原来仅以麦克斯韦分布为基础的 Cowan 程序推广到适用于任意电子能量分布情形下获得的光场感生电离(OFI)等离子中的一些原子参数,在考虑多普勒加宽和自然加宽,对离子数密度分别为  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  和  $3.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  的情况下的类镍氪系统的增益系数进行了估算,理论上的峰值增益系数为  $14 \text{ cm}^{-1}$ 、 $141 \text{ cm}^{-1}$ 。

关键词: 光场感生电离;类镍氪系统;峰值增益系数计算;

中图分类号: O432.1<sup>+</sup>2 文献标识码: A

## 1 引 言

基于光场感生电离机制所产生的 X 射线激光被认为是很有希望实现台式 X 射线激光的新的抽运机制,并且随着超短脉冲、超高功率飞秒激光器的发展,人们在这一领域已经取得巨大的进展。其中最突出的工作是 1993 年在日本 RIKEN 研究所的 Nagata 等人<sup>[1]</sup>首次观察到光场感生电离复合机制 X 射线激光增益,在线偏振情况下获得 13.5 nm La 辐射跃迁,以及 1994 年美国 Stanford 大学的 Lemoff 等人<sup>[2]</sup>首次发表了基于光场感生电离电子碰撞机制的三个系统 Ne-like Ar(Ar IX)、Ni-like Kr(Kr IX)和 Pd-like Xe(Xe IX)的理论计算的结果,理论上的增益值分别为  $17 \text{ cm}^{-1}$ 、 $94 \text{ cm}^{-1}$ 和  $107 \text{ cm}^{-1}$ ,并于 1995 年成功地获得了 Pd-like Xe 41.8 nm  $4d^9 5d^1 S_0 \rightarrow 4d^9 5p^1 P_1$  跃迁的 X 射线激光放大,增益长度积  $gl$  的值达到  $11^{[3]}$ ,这是目前基于光场感生电离 X 射线激光获得的最好的结果。同时德国的 Fill 和瑞典的 Borgstrom 等人<sup>[4]</sup>对于 Li-like N 51.19 nm 和 B-like N 47.24 nm 获得增益输出。最近日本一些研究小组的理论计算也表明基于光场感生电离电子碰撞机制的 Ni-like Kr 系统具有较高的增益。随着超短脉冲、超高功率激光器的不断发展以及实验上所取得的进步,基于光场感生电离的 X 射线激光的研究越来越得到人们的关注。

我们利用从 SP 公司进口的飞秒激光器,开展

基于光场感生电离电子碰撞机制 Ni-like Kr X 射线激光辐射实验。为了寻求最佳的工作条件,获取最佳的实验结果,首先对基于光场感生电离电子碰撞机制 Ni-like Kr X 射线激光辐射进行理论研究。

## 2 峰值增益系数的表达式

增益系数是激光器的一个重要参数,它定义为光束传播方向上单位长度内光强的增长率。光场感生电离峰值增益系数表达式为<sup>[5]</sup>:

$$G_x(\nu) = \Delta n \sigma_{\text{stim}} = \left( n_u - \frac{g_u}{g_l} n_l \right) \frac{\pi r_0 f_{lu} \lambda^2}{\Delta \lambda_x} \frac{g_l}{g_u} \varphi_x(\nu), \quad (1)$$

式中  $n_u$  为上能级粒子数密度,  $n_l$  为下能级粒子数密度,  $g_u$  为上能级的统计权重,  $g_l$  为下能级的统计权重,  $g_u$ 、 $g_l$  的数值在此处分别为 1、3(由 Cowan 程序直接获得),  $\lambda$  为激光波长,  $r_0$  为经典电子半径,  $r_0 = e^2/mc^2 = 2.8 \times 10^{-13} \text{ cm}$ ,  $f_{lu}$  为吸收振子强度,  $\varphi_x(\nu)$  为线型函数,下标  $x$  用来标记某一特定线型,  $\Delta \lambda_x$  表示某一特定线型的线宽。当频率  $\nu$  取中心频率  $\nu_c$ (即波长  $\lambda$  为中心波长  $\lambda_c$  时),可获得峰值增益系数。

## 3 反转粒子数密度计算

根据文献 2 中的公式,计算反转粒子数密度的公式为:

$$\Delta n_{\text{max}} = n_i^2 \left( R_u - \frac{1}{3} R_l \right) \left( \frac{1}{\tau_u} + n_i R_{\text{out}} \right)^{-1}, \quad (2)$$

其中  $n_i$  为离子数密度,  $R_u$ 、 $R_l$  分别为激光上下能级

\* 国家 863 高技术计划激光技术主题、国家自然科学基金(69688003)资助项目。

收稿日期 2000-06-29;收到修改稿日期 2000-11-20

的电子碰撞激发速率系数  $R_{out}$  为激光上能级的电子碰撞消激发速率系数,  $\tau_u$  为激光上能级的能级寿命。这里需要指出的是对于光场感生电离等离子体中电子能量已经不同于平衡状态, 为此我们把原来适用于麦克斯韦分布的 Cowan 程序推广到适用于任意电子能量分布状态, 根据以前获得的强激光场中电子能量分布函数以及电子碰撞激发速率系数与电子碰撞激发截面及电子能量分布函数  $f_e(\epsilon)$  的关系, 得到电子碰撞激发速率系数的数值<sup>[6]</sup>。将获得的电子碰撞激发速率系数的数值代入(2)式, 并代入相应的离子数密度  $n_i$  的数值, 即可求得反转粒子数密度  $\Delta n$  的最大值  $\Delta n_{max}$ , 其中离子数密度  $n_i$  的数值是根据气体的压强和温度通过  $n_i = P/kT$  式计算。式中  $P$  为气体的压强,  $k$  为玻尔兹曼常数 ( $k = 1.3807 \times 10^{-23} \text{ J} \cdot \text{K}^{-1}$ ),  $T$  为气体的温度, 计算时气体的温度取为室温 (即  $T = 298 \text{ K}$ )。实验中, 气体的压强为  $0.1333 \text{ kPa}$  至十几  $\text{kPa}$ 。在表 1 中给出不同气体压强对应的离子数密度的数值。

Table 1. The ion densities  $n_i$  of different gas pressure

$P$ (kPa)	$n_i$ ( $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )	$P$ (kPa)	$n_i$ ( $10^{16} \text{ cm}^{-3}$ )
0.1333	3.239	1.1999	29.149
0.2666	6.478	1.3332	32.388
0.4000	9.716	1.4665	35.627
0.5333	12.955	1.5999	38.865
0.6666	16.194	1.7332	42.104
0.7999	19.433	1.8665	45.343
0.9333	22.671	1.9998	48.582
1.0666	25.910	2.1332	51.820

通过(2)式计算的不同离子数密度  $n_i$  对应的反转粒子数密度的最大值  $\Delta n_{max}$  列于表 2 中。

Table 2. The maximum inversion density of different ion densities

ion densities $n_i/\text{cm}^{-3}$	$\Delta n_{max}/\text{cm}^{-3}$
$1.0 \times 10^{17}$	$1.87 \times 10^{13}$
$3.2 \times 10^{17}$	$1.88 \times 10^{14}$

## 4 谱线加宽和线型函数

等离子体中带电粒子碰撞引起的斯塔克加宽, 典型的谱线轮廓为洛伦兹型, 线型函数为:

$$\varphi_s(\lambda) = \frac{2}{\pi} \left[ 1 + \frac{4(\lambda - \lambda_c)^2}{\Delta\lambda_s} \right]^{-1}, \quad (3)$$

当波长  $\lambda$  为中心波长  $\lambda_c$  时,

$$\varphi_s(\lambda_c) = 2/\pi = 0.64. \quad (4)$$

对于 X 射线激光最合适的等离子体状态, 具有洛伦兹轮廓的碰撞加宽不如多普勒加宽那么重要, 这是因为在斯塔克加宽占优势的高密度状态下, 常因密度太高而产生碰撞混合过程, 不能维持粒子数反转。

激光谱线的多普勒加宽由质量为  $M$  的激光离子的无规热运动引起, 激光离子的速度由动力学温度  $kT_i$  决定, 典型的多普勒效应谱线加宽轮廓为高斯型, 线型函数为:

$$\varphi_d(\lambda) = \left( \frac{4\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} \exp \left[ -4\ln 2 \left( \frac{\lambda - \lambda_c}{\Delta\lambda_d} \right)^2 \right], \quad (5)$$

当波长  $\lambda$  为中心波长  $\lambda_c$  时,

$$\varphi_d(\lambda_c) = \left( \frac{4\ln 2}{\pi} \right)^{1/2} = 0.94. \quad (6)$$

由(4)式和(6)式可知, 峰值增益系数公式对斯塔克加宽谱线要乘以 0.64, 对多普勒加宽谱线要乘以 0.94。

谱线的半宽度(半高全宽)由比率

$$\frac{\Delta\lambda_d}{\lambda_c} = \frac{\chi}{c} \frac{2\ln 2}{\pi} \left( \frac{kT_i}{M} \right) = 7.7 \times 10^{-5} \left( \frac{kT_i}{\mu} \right)^{1/2} \quad (7)$$

给出, 式中的  $kT_i$  为用 eV 表示的离子动力学温度,  $M$  为原子质量,  $\mu \approx 2Z$  为原子质量数。自然加宽也具有洛伦兹线型, 谱线宽度为:

$$\Delta\nu_N = \frac{1}{2\pi} \left( \frac{1}{\tau_2} + \frac{1}{\tau_1} \right), \quad (8)$$

式中  $\tau_2$  为上能级的寿命,  $\tau_1$  为下能级的寿命。

## 5 类镍氦系统峰值增益系数的计算

类镍氦 31.7 nm 的 X 射线激光系统, 在不考虑具体的线型函数与谱线宽度时, 对于中心波长 31.7 nm, 代入相应的数值, 由(1)式得:

$$G_x(\nu_0) = 9.6627 \times 10^{-5} \frac{\varphi_x(\nu_0)}{\Delta\lambda_x/\lambda_c}. \quad (9)$$

图 1 是我们已获得的基于光场感生电离类镍氦电子能量分布的八个峰值所对应的电子能量的数值, 其中峰值光强为  $3.5 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , 脉冲宽度为 105 fs, 入射激光波长为 800 nm。类镍氦等离子体的初始电子能量分布八个峰对应于电离产生的八个电子的能量分别为: 16.56 eV、43.85 eV、106.09 eV、187.64 eV、319.26 eV、491.84 eV、1276.27 eV 和 1737.67 eV<sup>[6]</sup>。在原子的温度为室

温(0.025 eV)的情况下,根据动量守恒, $kT_i = 0.052$  eV。由(7)式得:

$$\frac{\Delta\lambda_d}{\lambda_c} = 1.918 \times 10^{-6}. \quad (10)$$

在中波长为31.7 nm时,由(10)式可以得到: $\Delta\lambda_d = 6.118 \times 10^{-5}$  nm,相应的 $\Delta\nu_d = 1.804 \times 10^{10}$  Hz。将激光上、下能级的寿命(可由Cowan程序直接获得)代入(8)式可以得到谱线的自然加宽为: $\Delta\nu_N = 2.360 \times 10^{10}$  Hz。由 $\Delta\nu_N$ 和 $\Delta\nu_d$ 可以得到在考虑多普勒加宽和自然加宽的情况下,谱线加宽为: $\Delta\nu = 4.164 \times 10^{10}$  Hz,相应的 $\Delta\lambda = 1.412 \times 10^{-4}$  nm,将 $\Delta\lambda$ 的数值代入(1)式,可得到离子数密度分别为 $1 \times 10^{17}$  cm $^{-3}$ 和 $3.2 \times 10^{17}$  cm $^{-3}$ 时,即不同气体压强下的峰值增益系数的值分别为:14 cm $^{-1}$ 、141 cm $^{-1}$ 。

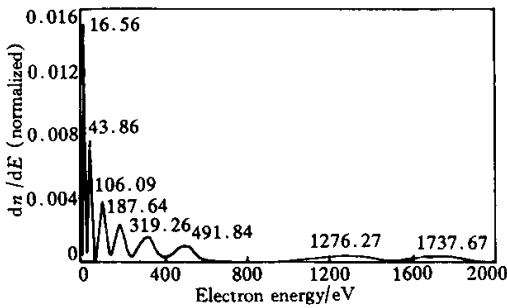


Fig. 1 Calculated electron energy distribution in Kr XI plasma with peak optical field intensity of  $3.5 \times 10^{16}$  W/cm $^2$

## 6 讨 论

在上面峰值增益系数的计算中,考虑了多普勒加宽和自然加宽,对于实际情况,谱线宽度可能比上述计算的谱线宽度大。由(1)式可以看到,随着谱线宽度的进一步增大,峰值增益系数的值将减小,所以上述计算的峰值增益系数的值可能比实际的增益系数的值大。

由上面的计算结果还可以看到,随着反转粒子数密度进一步增大,可以获得更大的峰值增益系数。但反转粒子数密度也不能无限制增大,这是因为由(2)式可知,在激光上、下能级的电子碰撞激发与消激发速率系数等参数一定的情况下,反转粒子数密度取决于初始离子数密度,如果初始离子数密度过大,将会引起入射抽运激光的散焦。另一方面,如果初始离子数密度的值一定,则可以通过调整激光上、下能级的电子碰撞激发与消激发的速率系数等参数使反转粒子数密度的值最大。由

$$R = \int_{\Delta E}^{\infty} \sqrt{2\epsilon/m_e} f_c(\epsilon) \alpha(\epsilon) d\epsilon$$

可知,激发与消激发的速率系数是通过电子碰撞激发截面与电子能量分布函数的积分而得到的,随着电子能量的增大,电子碰撞激发截面的数值逐渐减小,所以在满足电子碰撞激发阈值的前提下,控制电子的温度,即适当降低通过光场感生电离产生的电子的温度,可以获得较大的电子碰撞激发截面,调整激光上、下能级的电子碰撞激发与消激发速率系数的数值,从而可调整反转粒子数密度的数值。对电子温度的控制可通过控制抽运激光的偏振来实现,图2为我们计算的在激光强度为 $1 \times 10^{18}$  W/cm $^2$ ,波长为0.8  $\mu$ m的情况下,产生1价、2价和4价、6价Ne离子时,电子的平均剩余能量随偏振参量 $\alpha$ 的变化曲线 $^{[7]}$ 。

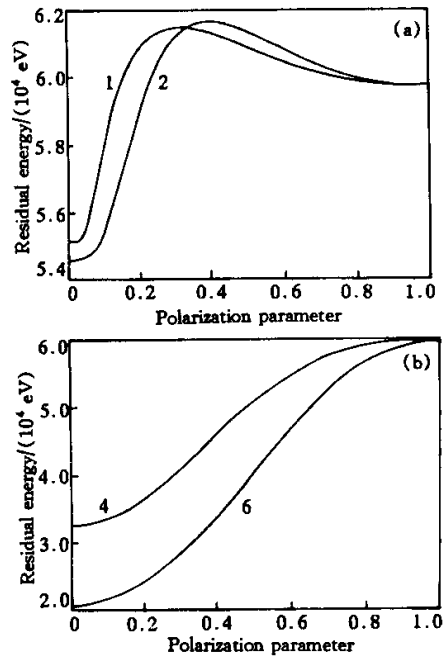


Fig. 2 Variation of OFI electron residual energy to polarization parameter. (a) Ne $^+$  and Ne $^{2+}$ ; (b) Ne $^{4+}$  and Ne $^{6+}$

由图2可以看到 $\alpha = 0$ ,即光场为线偏振时电子的剩余能量最小。对于低价离子产生的电子的剩余能量在偏振参量0~1之间有一个最大值;而随着电离能的增大,电子的剩余能量相对于偏振参量 $\alpha$ 值的增大而增大,并在 $\alpha = 1$ ,即光场为圆偏振时电子的剩余能量达到最大值,而且这个最大值为电离时刻的激光强度下的有质动力势。即使谱线宽度进一步增大,从图1看到可以通过控制抽运激光的偏振来实现对电子温度的控制。本实验室的掺钛蓝宝石飞秒激光系统驱动的基于光场感生电离电子碰

撞激发机制的类镍氪系统仍有可能获得较大的峰值增益系数。另外光场感生电离系统对于驱动激光是比较敏感的，驱动激光的强度的不同直接导致电离率的变化及产生不同价次的离子。激光波长和脉宽对于电子能量也是有影响的，一般短波长驱动激光利于电子碰撞机制 X 射线激光的产生。对于上述的峰值增益系数，在增益长度足够的情况下，调整好驱动激光的参数，有可能获得类镍氪系统 31.7 nm 的 X 射线激光放大。

### 参 考 文 献

[1] Nagata Y, Midorikawa K, Kubodera S *et al.*. Soft-X-ray amplification of the Lyman- $\alpha$  transition by optical-field-induced ionization. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(23):

3774~3777

[2] Lemoff B E, Barty C P J, Harris S E. Femtosecond-pulse-driven electron-excited XUV lasers in eight-times-ionized noble gases. *Opt. Lett.*, 1994, **19**(8):569~571

[3] Lemoff B E, Yin G Y, Gordon III C L *et al.*. Demonstration of 10-Hz femtosecond-pulse-driven XUV laser at 41.8 nm in Xe IX. *Phys. Rev. Lett.*, 1995, **74**(9):1574~1577

[4] Fill E, Borgstrom S, Larsson J *et al.*. XUV spectra of optical-field-ionized plasmas. *Phys. Rev. (E)*, 1995, **51**(6):6016~6027

[5] 埃尔顿 R C 著, 范品忠 译. X 射线激光. 北京: 科学出版社, 1996. 14~28

[6] 卢兴发. OFI 类镍氪系统 X 射线激光参数计算及实验系统研制. 哈尔滨工业大学工学博士学位论文. 2000.3

[8] 卢兴发, 陈德应, 夏元钦等. 强光场的偏振特性对电子能量的影响. *激光与红外*, 1999, **29**(5):290~293

## Computation of Peak Gain Efficiency of Ni-Like Kr Based on OFI

Xia Yuanqin Lu Xingfa Chen Deying Wu Xiaoyan Wang Qi  
(*Institute of Opto-Electronics, Harbin Institute of Technology, Harbin 150001*)  
(Received 29 June 2000; revised 20 November 2000)

**Abstract:** By use of some atom parameters in optical-field-ionized (OFI) plasmas obtained from the extended Cowan program based on Maxwell to suit any electron distribution with the help of additional program, the peak gain coefficient of Ni-like Kr system is calculated for the ion densities of  $1 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  and  $3.2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  respectively after considering Doppler broadening and natural broadening. The theoretic peak gain coefficients of  $14 \text{ cm}^{-1}$  and  $141 \text{ cm}^{-1}$  are obtained respectively.

**Key words:** optical field ionization; Ni-like Kr system; computation of Ni-like Kr peak gain efficiency