

文章编号 : 0253-2239(2001)06-0706-06

碳、氮原子内壳层光电离 X 射线激光的理论探讨*

刘建胜¹⁾²⁾ 李儒新¹⁾ 徐至展¹⁾ 刘晶儒²⁾

(1), 中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)
(2), 西北核技术研究所, 西安 710024)

摘要: 提出了分析碳、氮原子内壳层光电离 X 射线激光的解析模型, 对 C 原子 K 壳层光电离 X 射线激光的增益进行了理论计算。采用随时间线性增加的 X 射线抽运速率推导出了激光增益系数随抽运速率的上升速率、原子浓度以及时间变化的解析表达式, 给出了峰值时间和峰值增益。在理论上定量地分析了产生 X 射线激光所需的激光条件和最佳参数的选取, 数值模拟与理论计算的结果是一致的。另外, 对 N 原子 K 壳层光电离 X 射线激光作了类似的分析。

关键词: 内壳层光电离; X 射线激光; 峰值时间; 峰值增益

中图分类号: O432.1+2 文献标识码: A

1 引 言

鉴于光子能量大于原子中内壳层电子的束缚能时, 内壳层电子有更大的电离截面, 1967 年 Duguay 等人^[1]首先提出利用光电离原子内壳层产生粒子数反转实现 X 射线激光。此机制可以定标到超短波长(小于 2 nm)X 射线激光。80 年代, Kapteyn 等人^[2-4]对内壳层光电离 X 射线激光特别是对 Ne $1s^{-1} \rightarrow 2p^{-1}$ (波长为 1.5 nm)激光产生的机制进行了研究, 分析了俄歇(Auger)衰变、电子碰撞电离淬灭对激光增益的影响, 从理论和实验上进行了超短脉冲与固体靶作用产生亚皮秒 X 射线源的研究, 提出了产生超短 X 射线源的方法。由于内壳层光电离 X 射线激光需要超快超强 X 射线抽运源, 直接的内壳层光电离 X 射线激光在实验上实现受到很大的限制。直到最近由于超短脉冲激光技术的发展, 激光功率可达到 10^{15} W 量级, 而且采用超快激光与固体团簇或光栅刻槽金靶相互作用可以实现对激光高于 90% 的吸收, 产生 X 射线源的效率可达到 20% 以上^[5,6], 使得实现内壳层光电离 X 射线激光在实验上成为可能。而且由于传统的电子碰撞复合与电子碰撞激发机制难以突破 2 nm, 内壳层光电离 X 射线激光成为研究超短波长 X 射线激光的重要机制。最近 Tajima 提出了用 Larmor X 射线源抽运 Na 原子产生 L 壳层空心 Na 原子的理论模型^[7]; 而后再利

用 Larmor X 射线抽运源对 Na, Mg, Al L 壳层光电离机制进行了理论计算^[8]; 1998 年 Eder 等人提出了用能量为 1 J、脉宽为 40 fs 的超短脉冲激光线聚焦 $10 \mu\text{m} \times 1 \text{cm}$ 产生快上升沿宽带 X 射线源抽运 C 原子进行 K 壳层光电离 X 射线激光(波长为 4.5 nm)实验的物理方案^[9]。然而他们采用复杂的数值模拟编码程序, 对于设计物理实验、对驱动激光要求的评估以及参数选取是很不方便的, 而且 Eder 等人没有考虑碳离子上能级($1s^{-1}2s^22p^2$)的能级分裂, 因而过高地估计了激光的增益系数。

本文提出了分析碳、氮原子内壳层光电离 X 射线激光的解析模型, 推导出了激光增益系数随抽运速率的上升速率、原子浓度以及时间变化的解析表达式, 给出了峰值时间和峰值增益。在理论上定量地分析了产生 X 射线激光所需的激光条件和最佳参数的选取, 并且计算了不同驱动激光脉宽对激光增益的影响。

2 能级模型和理论计算

图 1 为 X 射线抽运电离 C 原子 K 壳层产生 $C^+ 1s^{-1} \rightarrow 2p^{-1}$ (4.5 nm)激射的能级跃迁示意图。由于在 X 射线能量大于 C 原子 K 壳层电离能(284 eV)时, K 壳层的光电离截面比 L 壳层光电离截面高出 20 倍以上, 因此利用 X 射线抽运有可能实现 K 壳层空穴对 L 壳层空穴的粒子数反转, 从而实现激光的增益放大。但是由于低 Z 元素的荧光效率很低, 俄歇衰变速率一般要比辐射跃迁速率高出 10 倍以上,

* 国家自然科学基金(19774058)资助课题。

收稿日期: 2000-03-15; 收到修改稿日期: 2000-09-14

使得上能级粒子数快速衰变并产生二次电子。另外由于电子碰撞电离截面较大(比光电离截面高 100 倍以上),光电离以及衰变产生的电子碰撞电离中性原子产生激光下能级粒子数填充,会很快淬灭粒子数反转。因此要实现激光的增益放大,必须提高 X 射线源的抽运速率。下面我们采用五能级模型从理论上定量地分析了激光增益系数随抽运速率、原子浓度的变化关系以及随时间的演变过程。

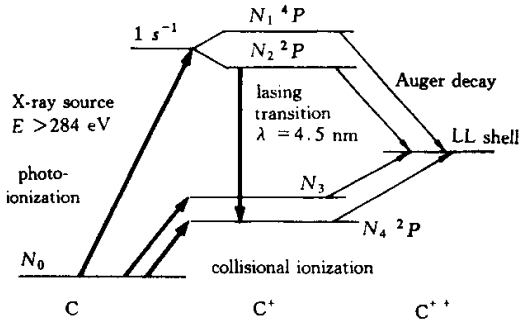


Fig. 1 Energy level diagram for inner-shell photo-ionization

X-ray lasing in carbon at 4.5 nm

基态中性原子为 $1s^2 2s^2 2p^2$ (布居数为 N_0), X 射线(大于 284 eV)从碳原子 K 壳层电离一个电子后产生 K 壳层空穴态 $1s^{-1}$, 根据 LS 耦合给出两个能态 $4P$ 和 $2P$ (布居数分别为 N_1 和 N_2), 下能级为 $1s^1 2s^2 2p^1(2P)$ (布居数为 N_3), C^+ 的另一能级为 $1s^2 2s^{-1} 2p^2$ (布居数为 N_4)。根据跃迁选择定则, 只有 $1s^{-1}(2P) \rightarrow 2p^1(2P)$ 是激光允许跃迁, 因此只有 1/3 的 X 射线抽运源用于抽运产生激光上能级。在下面的分析计算过程中, 我们只考虑了快作用过程如: X 射线抽运光电离、电子碰撞电离及俄歇衰变的影响, 没有考虑电子三体复合以及自电离等因素的影响^[4], 因此速率方程可以写成

$$\left. \begin{aligned} \dot{N}_0 &= -N_0(R_{01}^{e+P} + R_{03}^{e+P} + R_{04}^{e+P}), \\ \dot{N}_1 &= R_1 N_0 R_{01}^{e+P} - D_1 N_1, \\ \dot{N}_2 &= R_2 N_0 R_{01}^{e+P} - D_2 N_2, \\ \dot{N}_3 &= N_0 R_{03}^{e+P} - D_3 N_3, \\ \dot{N}_4 &= N_0 R_{04}^{e+P} - D_4 N_4. \end{aligned} \right\} (1)$$

其中

$$\begin{aligned} R_{0n}^{e+P} &= R_{0n}^e + R_{0n}^p, \\ R_{0n}^e &= n_e \sigma_{e0n} \nu_e = n_e \sigma_{e0n} \nu_e, \\ R_{0n}^p &= \int_{E_n}^{\infty} \frac{I \sigma_n(\nu)}{h\nu} d\nu. \end{aligned}$$

R_{0n}^e 、 R_{0n}^p 为基态到 n 能级的电子碰撞电离和光电离速率, D_n 为 n 能级衰变速率, 包括俄歇衰变、电子碰

撞电离、光电离以及辐射跃迁。 n_e 、 ν_e 、 σ_{e0n} 分别为电子浓度、速度和电子碰撞截面, $\sigma_n(\nu)$ 、 E_n 分别为 n 能级的光电离截面和电离能, I 为 X 射线强度。 R_1 、 R_2 分别为抽运产生 $1s^{-1}(4P)$ 、 $1s^{-1}(2P)$ 能级的 X 射线源的有效份额, 并且有 $R_1 + R_2 = 1$ 。对于碳原子, $R_2 = 1/3$ 。考虑到 X 射线抽运源经过滤波, C 原子 L 壳层的光电离速率非常小(在 X 射线光子能量大于 284 eV 时, K 壳层的光电离截面比 L 壳层高 20 倍以上^[10], 因此光电离对 L 壳层的电离是可以忽略的), 在下面的分析中将只考虑基态原子的光电离, $1s^{-1}(4P)$ 、 $1s^{-1}(2P)$ 能级的俄歇衰变以及基态能级的电子碰撞电离(虽然在后面的数值模拟计算中没有作这样的近似, 但计算结果是吻合的), 而且 C 原子 K 壳层的 X 射线抽运光电离速率可以近似取为 $R_{01}^p = R_p t$, R_p 为光抽运速率的上升速率, 后面我们将发现这种处理与数值模拟计算的结果是十分吻合的。由于任何快速的物理过程都有一个上升沿, 把 X 射线抽运速率取为一随时间线性增加的过程而不是一常数在物理上来讲也是合理的。这样有助于我们利用解析方式分析限制内壳层 X 射线激光实现的因素以及对驱动激光的要求, 从数值模拟的结果也发现 X 射线源抽运速率的后沿几乎不影响激光的增益。因此速率方程可以写为

$$\dot{N}_0 = -N_0(R_p t + R_{03}^e + R_{04}^e), \quad (2a)$$

$$\dot{N}_1 = R_1 N_0 R_p t - D_A N_1, \quad (2b)$$

$$\dot{N}_2 = R_2 N_0 R_p t - D_A N_2, \quad (2c)$$

$$\dot{N}_3 = N_0 R_{03}^e = N_0 n_e \sigma_{e03} \nu_e, \quad (2d)$$

$$\dot{N}_4 = N_0 R_{04}^e = N_0 n_e \sigma_{e04} \nu_e, \quad (2e)$$

其中 D_A 为俄歇衰变速率。通过求解 (2a) 式可得

$$N_0 = N_{00} \exp\left[-\frac{1}{2} R_p t^2 - \int (R_{03}^e + R_{04}^e) dt\right] \approx N_{00}, \quad (3)$$

其中 N_{00} 为中性 C 原子浓度。在整个增益期间, 中性碳原子电离的几率仅为 1%。光电离产生激光上能级 $1s^{-1}(2P)$ 以及能级 $1s^{-1}(4P)$ 的能级粒子数可以通过求解直接得到

$$\left. \begin{aligned} N_1 &= \frac{N_{00} R_1 R_p}{D_A} [D_A t + \exp(-D_A t) - 1], \\ N_2 &= \frac{N_{00} R_2 R_p}{D_A} [D_A t + \exp(-D_A t) - 1]. \end{aligned} \right\} (4)$$

光电离产生激光上能级 $1s^{-1}(2P)$ 以及能级 $1s^{-1}(4P)$ 能级粒子数附带产生的电子浓度为

$$n_{e1} = \int_0^t (N_0 R_P t' + D_A N_1 + D_A N_2) \lambda dt', \quad (5)$$

总电子浓度为 $n_e = n_{e1} + N_3 + N_4$ 。代入(2)式可以求出下能级 $1s^1 2s^2 2p^1 (^2P)$ 的粒子数。因此激光的增益系数为

$$G = \sigma_g (N_2 - gN_4) = \sigma_g N_{00} R_P \times \left\{ g \frac{b}{a} t^2 + \left(R_2 \frac{a}{D_A b} - \frac{g}{D_A} + \frac{2g}{a} \right) \frac{b}{a} t - g \frac{b}{a} \left(\frac{2}{a^2} - \frac{1}{D_A a} \right) \exp(at) - 1 \right\} - R_2 \frac{1 - \exp(-D_A t)}{D_A}, \quad (6)$$

其中

$$a = N_{00} (\sigma_{e03} + \sigma_{e04}) \nu_e, \\ b = N_{00} \sigma_{e04} \nu_e, \\ g = g_2/g_4.$$

受激辐射截面

$$\sigma_g = \frac{\lambda^2}{8\pi} (4 \ln 2 / \pi)^{1/2} \frac{A}{\Delta\nu},$$

式中 A 为辐射速率, $\Delta\nu$ 为总线宽, g 为激光上下能级简并权重比(对于碳原子 $g = 1$)。增益系数对时间求导可得到增益达到最大值所需的时间即峰值时间为

$$t_{\text{peak}} \approx \sqrt{\frac{R_2}{g D_A b}} = \sqrt{\frac{R_2}{g D_A N_{00} \sigma_{e04} \nu_e}}, \quad (7)$$

峰值增益为

$$G_{\text{peak}} = \frac{N_{00} \sigma_g R_2 R_P}{D_A} \left(\frac{2}{3} t_{\text{peak}} - \frac{1}{D_A} \right) - \alpha. \quad (8)$$

其中吸收系数 α 与介质浓度 N_{00} 成正比。公式(7)表明峰值时间与抽运速率没有关系,只依赖于激光介质浓度、激光上下能级权重比、俄歇衰变速率以及电子碰撞电离截面等参数。后面我们将发现,一旦增益

G 达到最大值, X 射线源抽运速率的大小对增益几乎没有影响,因为此时电子碰撞电离引起激光下能级填充的速率增加得更快。因此利用(7)式和(8)式即峰值时间和峰值增益可以分析激光增益的大小、激光介质浓度的选取以及估算驱动激光的功率和脉宽要求。峰值增益正比于 X 射线源抽运速率的上升速率,表明快速增加的抽运速率可以获得大的激光增益,因此短脉冲驱动激光相对于长脉冲驱动激光更有利。利用(7)式和(8)式,我们可以估算驱动激光的功率要求。选择电子的平均温度为 $100 \text{ eV}^{[9]}$, $2p$ 电子的碰撞电离截面见文献[11],衰变速率 D_A 为 $(10.3 \text{ fs})^{-1}$ [12],中性原子浓度为 $1.3 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ 时,可以算得峰值时间约为 41.6 fs 。如果取 X 射线源抽运速率的上升速率为 $2.85 \times 10^{-6} \text{ fs}^{-2}$ (此数值对应于后面数值模拟中 $40 \text{ fs}, 1 \text{ J}$ 脉冲驱动激光产生 X 射线源的抽运速率的上升速率),峰值增益大约为 0.5 cm^{-1} ,与后面的数值模拟结果非常吻合。如果 X 射线源的抽运速率的上升时间大致对应于超快激光的脉宽(前者一般要略长一些),我们就可以利用峰值时间来选择激光介质浓度 N_{00} ,使峰值时间接近抽运速率的上升时间或者驱动激光的脉宽。文献[9]没有考虑激光上能级的分裂,在数值模拟中将中性碳原子的浓度取为 $1.0 \times 10^{20}/\text{cm}^3$,因此过高地估计了激光的增益系数。如果介质浓度太高,峰值时间短于抽运速率的上升时间,由于介质对激光的吸收,激光增益反而下降。如果按文献[9]取中性碳原子的浓度 $1.0 \times 10^{20}/\text{cm}^3$ 将会得到负增益。

利用(7)式和(8)式,我们计算了峰值时间以及峰值增益随介质浓度的变化关系,如图 2(a) 图 2(b) 所示。从中可以看出存在一个最佳浓度,约为 $1.0 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ 。

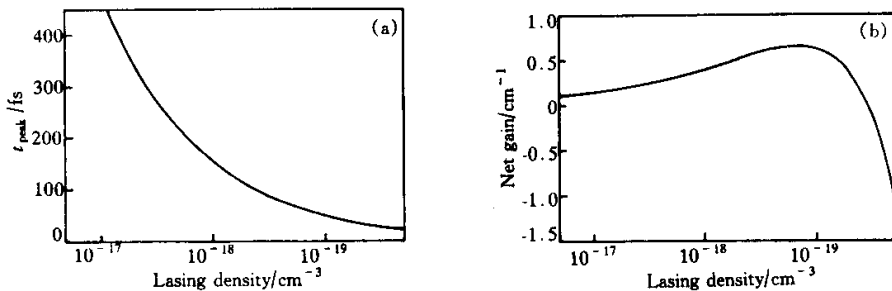


Fig. 2 (a) The time t_{peak} VS the density of lasing medium ;(b) The peak gain VS the density of lasing medium

当介质浓度高于 $3.0 \times 10^{19}/\text{cm}^3$ 时,没有激光增益。考虑 C 原子 L 壳层对激光的吸收截面^[10] 吸收系数为 0.56 cm^{-1} ,要想获得 10 cm^{-1} 的激光增

益, R_P 要大于 $2.67 \times 10^{-5} \text{ fs}^{-2}$,最大的抽运速率 $R_P \times t_{\text{peak}}$ 为 $1.1 \times 10^{-3} \text{ fs}^{-1}$,按照 X 射线的平均光子能量为 400 eV 计算,峰值光子通量要高于

2.44×10^{30} 个光子 ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}$), 对应于功率密度为 $1.56 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。如果驱动激光转换为有效 X 射线的效率为 0.5%, 驱动激光的功率密度要高于 $3.1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 。要想获得增益长度积为 10 的激光输出, 需 290 TW 40 fs 的超短脉冲激光线聚焦到 $10 \mu\text{m} \times 1 \text{ cm}$ 。因此劳伦斯利弗莫尔国家实验室 (LLNL) 提出利用能量为 1 J, 脉宽为 40 fs 的超短脉冲激光聚焦到 $10 \mu\text{m} \times 1 \text{ cm}$, 获得增益长度积为 10 的激光输出是不可能的。

3 数值模拟计算

为了验证上面解析模型的准确性, 我们对速率方程 (1) 直接进行了数值模拟计算。在计算中没有作上面的近似处理, 考虑了每个能级的光电离、电子碰撞电离、K 壳层俄歇衰变及辐射跃迁过程。激光驱动等离子体的温度特性可以采用激光与固体相互作用的解析模型^[4,13], 激光等离子体温度 T 可表示为

$$T(t) \propto \left[\int_{-\infty}^t \text{sech}^2 \left(1.76 \frac{t'}{\tau} \right) dt' \right]^{4/9} \quad (9)$$

$t < \text{pulse duration},$

其中 τ 为激光脉宽。对于高 Z 靶材, 超短脉冲激光辐照靶材产生的高温致密等离子体可以近似为一低发射效率所谓“稀释”的黑体模型 (特别是在早期, 等离子体主要辐射宽带 X 射线源)^[2,4], 总辐射功率 $P \propto T^4 * m$, $m = L/\lambda$ 为黑体发射效率, L 为等离子体尺度, λ 为普朗克辐射平均自由程。固体材料在 1000 eV 的典型吸收深度为 50 nm ~ 100 nm, 而激光驱动等离子体尺寸在 10 nm ~ 100 nm 范围, 对于高 Z 靶材, 普朗克辐射平均自由程较短, 发射效率达到 0.1 是有可能的。当然, 如果等离子体发射效率很低 (小于 0.1) 则只会增加对激光功率密度的要求。考虑到高通滤波器对短波长 X 射线的衰减效应, 对短波长 X 射线的衰减系数取为 0.75。因此 X 射线源对 C 原子 K 壳层的光电离速率为

$$R_{01}^p = 0.75 * m * \int_{\epsilon}^{\infty} \frac{\sigma_k(\nu)}{h\nu} B(\nu) d\nu, \quad (10)$$

其中 $B(\nu)$ 为等离子体辐射亮度, $\sigma_k(\nu)$, λ , ϵ 分别为 K 壳层光电离截面和电离能。采用激光与固体相互作用模型^[13], 如果激光的吸收效率为 30%, 1 J 40 fs 的超短脉冲驱动激光线聚焦 $10 \mu\text{m} \times 5 \text{ mm}$ 可以获得峰值温度 500 eV 的高密度等离子体。选择介质浓度 $1.3 \times 10^{19}/\text{cm}^3$, 则超短脉冲驱动激光波形、X

射线抽运源功率密度、K 壳层光电离抽运速率及激光增益随时间的变化过程如图 3 所示。考虑介质对激光的吸收, 激光的峰值增益为 0.56 cm^{-1} 。

图 4 给出了 X 射线源抽运速率随时间的变化波形以及线性拟和的抽运速率波形。从中可以看出在抽运速率的上升期间, 抽运速率十分近似为一线性上升过程 (见上节对 C 原子 K 壳层光电离速率的近似处理)。

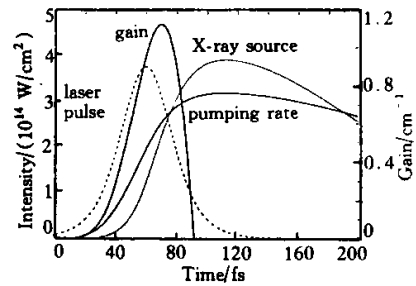


Fig. 3 The time-varying gain along with the filtered intensity of the X-ray source, the ultra short pulse laser and the pumping rate of K-shell in carbon

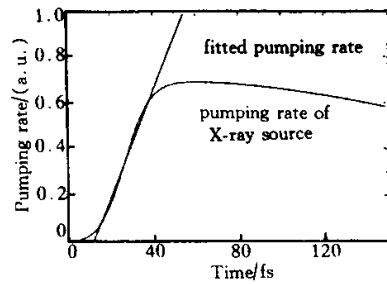


Fig. 4 The pumping rate of the X-ray source as a function of time compared to the fit pumping rate for the theoretical calculation in section II

图 5 给出了分别用 (5) 式和直接对速率方程 (1) 式进行数值模拟计算的激光增益曲线, 可见理论计算与数值模拟的结果非常一致。而且从中可以看出, 一旦激光增益达到峰值, X 射线抽运源强度的大小基本上不影响增益的快速衰减。而且在模拟过程中, 对 X 射线源抽运速率的下降沿取不同的时间宽

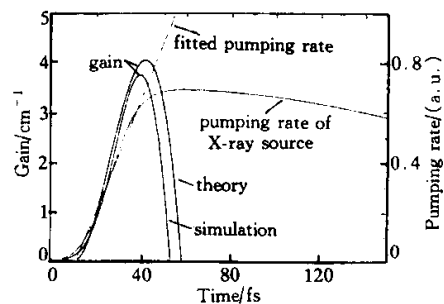


Fig. 5 The time-varying gain calculated via Eq.(5) compared to that of our simulations along with their pumping rate of K-shell in carbon

度也基本不影响激光的增益。因此利用(7)式和(8)式就可以定量地分析原子数浓度、俄歇衰变、电子碰撞电离截面对 X 射线激光的峰值增益和增益持续时间(大致对应于峰值时间)的影响以及对超短脉冲驱动激光的脉宽和功率密度要求。

4 分析讨论

从(7)式可以看出,产生峰值增益的时间反比于原子浓度与电子碰撞电离截面以及俄歇衰变速率乘积的平方根,因此原子浓度的增加受到其电子碰撞电离截面及快速俄歇衰变速率的限制。因为如果介质浓度太高,产生峰值增益的时间变短,从(8)式可以看出峰值增益会有所下降,正如图 2(a)、图 2(b)所示存在一个最佳的介质浓度。峰值增益正比于 X 射线源抽运速率的上升速率,表明快速增加的抽运速率可以获得大的激光增益,因此短脉冲驱动激光(由于能够获得快上升沿的抽运速率)相对于长脉冲驱动激光更有利。利用增益表达式(6),我们计算了利用 20 fs、100 TW 的超短脉冲激光作为驱动源所能获得的激光增益系数,如图 6 所示。

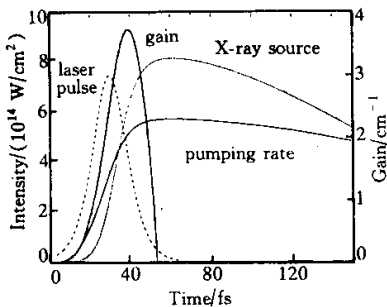


Fig. 6 The time-varying gain along with the filtered intensity of the X-ray source, the laser pulse and the pumping rate of K-shell in carbon (an USP laser of 100 TW, 20 fs)

在此条件下,介质浓度取为 $3.0 \times 10^{19}/\text{cm}^3$,则峰值增益时间约 28 fs,净增益系数为 2.1 cm^{-1} 。一旦增益达到峰值后,X 射线源抽运速率的大小基本不影响增益的快速衰减。因此为了最佳利用激光的抽运效率,可以选择合适的原子数浓度使峰值时间接近于 X 射线源抽运速率的上升时间。如在激光脉宽很短的情况下,可以适当地增加原子浓度以提高激光增益。而激光增益达到峰值后,增加超短脉冲驱动激光的脉宽和峰值功率是徒劳无益的。在推导解析解的过程中,我们把 X 射线源的抽运速率取为一线性随时间上升的过程,这在物理上是合理的,因为任何快速的物理过程都有一个上升沿。因此,

解析解更具有普遍性,不应该太依赖于 X 射线源的具体形式。由于在数值模拟过程中,X 射线源采用近黑体辐射模型(没有针对具体的靶材),计算所得到的 X 射线源抽运速率的上升速率可能会与实际情况有所差别,但这并不影响我们对 X 射线激光的规律性认识,因为激光介质浓度的选取是不太依赖 X 射线源抽运速率的。劳伦斯利弗莫尔国家实验室的 Eder 等人没有考虑碳离子上能级($1s^{-1}2s^22p^2$)的能级分裂,介质浓度取得太高,因而过高地估计了激光的增益系数。

利用(7)式和(8)式也可以分析 N 原子光电离 K 壳层产生 X 射线激光的增益情况。N 原子的能级结构类似于 C 原子,俄歇衰变速率为 $(7 \text{ fs})^{-1}$,K 壳层电离能约为 400 eV。X 射线(大于 400 eV)从 N 原子 K 壳层电离一个电子后产生 K 壳层空穴态 $1s^{-1}$,根据 LS 耦合给出两个能态($^3S, ^5S$) $2p$ 轨道由于电子碰撞电离失去一个电子,根据 LS 耦合给出 3 个能级态($^3P, ^1S, ^1D$),根据跃迁选择定则,只有 $^3S \rightarrow ^3P$ 是激光允许跃迁,因此只有 3/8 的 X 射线抽运源用于抽运产生激光上能级。另外只有 3/5 的电子碰撞电离产生激光下能级(3P),因此,对于 N 原子 $R_2 = 3/8$,上下能级有效权重比为 1/5。由(7)式,对于 40 fs 超短脉冲,可取 N 原子浓度 $6.3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$,则峰值时间约 45 fs。考虑 N 原子 L 壳层对激光的吸收截面^[10],吸收系数为 2.4 cm^{-1} ,因此要想获得 10 cm^{-1} 的净激光增益, R_p 要大于 $7.8 \times 10^{-6} \text{ fs}^{-2}$,最大的抽运速率 $R_p \times t_{\text{peak}}$ 为 $3.51 \times 10^{-4} \text{ fs}^{-1}$ 。按 X 射线平均光子能量为 550 eV 计算,X 射线源的峰值功率密度为 $1.05 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$ 。如果驱动激光转换为有效 X 射线的效率为 0.5‰,驱动激光的功率密度要高于 $2.1 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 。同样,利用该模型也可以分析氦原子的内壳层光电离 X 射线激光的增益。由于氦原子是闭壳层结构,上面的五能级模型变为四能级模型,只需令 $R_1 = 0, R_2 = 1$,上下能级权重比为 1/3 即可。

参 考 文 献

- [1] Duguay M A, Rentzepis P M. Some approach to vacuum UV X-ray lasers. *Appl. Phys. Lett.*, 1967, **10**(12) 350 ~ 352
- [2] Murnane M M, Kapteyn H C, Rosen M D *et al.*. Ultrafast X-ray pulse from laser-produced plasmas. *Science*, 1991, **251**(2) 531 ~ 536
- [3] Murnane M M, Kapteyn H C, Falcone R W. High density plasmas produced by ultrafast laser pulses. *Phys. Rev.*

- Lett.*, 1989, **62**(1):155~158
- [4] Kapteyn H C. Photoionization-pumped X-ray lasers using ultrashort-pulse excitation. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(24): 4931~4939
- [5] Murnane M M, Kapteyn H C, Gordon S P *et al.*. Efficient coupling of high-intensity subpicosecond laser pulses into solids. *Appl. Phys. Lett.*, 1993, **62**(10): 1068~1070
- [6] Murnane M M, Kapteyn H C, Gordon S P *et al.*. Ultrashort X-ray pulses. *Appl. Phys. (B)*, 1994, **58**(3) 261~266
- [7] Moribayashi K, Sasaki A, Tajima T. Ultrafast X-ray process with hollow atoms. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **58**(3) 2007~2015
- [8] Moribayashi K, Sasaki A, Tajima T. X-ray emission by ultrafast inner-shell ionization from vapor of Na, Mg, and Al. *Phys. Rev. (A)*, 1999, **59**(4) 2732~2737
- [9] Moon S J, Eder D C. Theoretical investigation of an ultrashort-pulse coherent X-ray source at 45 Å. *Phys. Rev. (A)*, 1998, **57**(2):1391~1395
- [10] Yeh J J, Lindau I. Atomic subshell photoionization cross sections and asymmetry parameters: $1 \leq Z \leq 103$. *At. Data Nucl. Data Tables*, 1986, **32**(1):1~155
- [11] Tawara H, Kato T. Total and partial ionization cross sections of atoms and ions by electron impact. *At. Data Nucl. Data Tables*, 1987, **36**(2):167~353
- [12] McGuire E J. K-shell Auger transition rates and fluorescence yields for elements Be-Ar. *Phys. Rev.*, 1969, **185**(1):1~6
- [13] Caruso A, Gratton R. Interaction of short laser pulses with solid materials. *Plasma Phys.*, 1969, **11**(10):339~847

Theoretical Investigation of ISPI X-Ray Lasers in C and N

Liu Jiansheng¹⁾²⁾ Li Ruxin¹⁾ Xu Zhizhan¹⁾ Liu Jingru²⁾

(1), Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)
 (2), Northwest Institute of Nuclear Technology, Xi'an 710024)

(Received 15 March 2000 ; revised 14 September 2000)

Abstract : A model employing five energy levels and a fit time-varying linear increase of photon pumping rate of X-ray source is proposed to analyze the gain of inner-shell photoionization (ISPI) X-ray laser in C. The deduced analytical expressions for the time of the onset of the peak gain and its peak value reveal the effects of Auger decay, electron impact ionization, the density of lasing medium and the increase rate of pumping rate on the duration and peak value of the laser gain. The requirement on the intensity of the driving ultra short pulse (USP) laser is estimated and the effect of changing the USP laser pulse duration on the peak gain is also given in this paper. Moreover, the model is used to estimate the requirements on the driving USP laser for ISPI X-ray laser in N.

Key words : inner-shell photo-ionization ; X-ray laser ; peak time ; peak gain