

短脉冲驱动下膨胀冷却等离子体中 软 X 射线激光研究*

马 国 彬

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800

谭 维 翰

上海科学技术大学物理系, 上海 201800;

中国科学院上海光学精密机械研究所量子光学开放研究实验室, 上海 201800

1993年6月25日收到

在解析求解等离子体流体力学方程组的基础上, 数值求解了以 MgXI 为主体的等离子体能级占据数速率方程, 进而给出了短脉冲驱动下膨胀冷却等离子体中 $\text{MgXI } 1s3d-1s4f$ 激光跃迁增益系数的时空分布, 讨论了泵浦激光脉冲宽度对增益的影响。

PACC: 5250J; 4255B; 3220R; 3280B

一、引 言

X 射线激光由于其波长短、亮度高、单色性、相干性好的特点, 以及它在医学、生物学、化学、物理学、材料科学等方面的广泛应用前景, 而成为目前最活跃的前沿课题之一^[1-5]。前文中^[6], 我们假定等离子体密度恒定, 电子温度按高斯函数随时间下降, 通过求解能级占据数速率方程, 研究了膨胀冷却复合泵浦的 MgXI 等离子体中若干可能跃迁的增益系数。本文采用文献[7]的方法, 解析求解了等离子体流体力学方程组, 给出了短脉冲驱动下加热及膨胀阶段等离子体温度、密度随时间、空间的变化情况。之后, 在前文^[6]的基础上, 采用碰撞辐射模型, 考虑 Mg 等离子体中的裸核 MgXIII , 类氢离子 MgXII , 类锂离子 MgX 的基态, 以及类氦离子 MgXI 主量子数 $n \leq 6$ 的21个能级, 计及等离子体中所有可能的碰撞电离、三体复合、辐射复合、自发辐射跃迁、碰撞激发与退激发等过程, 把驱动激光脉冲结束时速率占据数方程的定态解作初值, 通过数值求解能级占据数速率方程, 给出了 $\text{MgXI } 1s3d-1s4f$ 激光跃迁 ($\lambda = 154 \text{ \AA}$) 的增益系数的时空变化情况。结果表明, 泵浦激光脉宽是影响增益系数的主要因素之一。当泵浦激光脉宽大于 20ps 时, MgXI 的各种跃迁便不再有增益。

二、等离子体温度密度的时空分布

对激光辐照对称靶的一维情况, 描述流体运动的连续方程、动量方程、能量方程及状

* 国家自然科学基金资助的课题。

态方程为

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + v \frac{\partial \rho}{\partial r} + \rho \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{\rho v}{r} &= 0, \\ \frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial r} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial r} &= 0, \\ \frac{\partial e}{\partial t} + v \frac{\partial e}{\partial r} + \frac{p}{\rho} \frac{\partial v}{\partial r} + v \frac{p}{\rho} \frac{v}{r} &= \epsilon (1 + \alpha) r^\alpha, \\ p &= (\gamma - 1) \rho e,\end{aligned}\quad (1)$$

式中 ρ, v, p, e, r, t 分别表示质量密度、流体速度、压力、比内能、相对于对称中心的空间坐标和时间。 γ 是理想气体的绝热指数。 v 是几何对称因子 ($v = 0$, 平面对称; $v = 1$, 柱对称; $v = 2$, 球对称)。 ϵ, α 是为计算方便而设定的常数, 使 $\epsilon(1 + \alpha)r^\alpha$ 表示单位质量的流体吸收的功率。

边界及初始条件为

$$\begin{aligned}v(r = 0, t \geq 0) &= 0, \\ e(r = 0, t = 0) &= \begin{cases} 0 & \alpha > -1, \\ \text{有限} & \alpha = -1, \end{cases} \\ \rho(r = \infty, t \geq 0) &= 0, \\ \int_0^\infty \rho r^v dr &= m_v / k_v,\end{aligned}\quad (2)$$

式中 $k_0 = 2, k_1 = 2\pi, k_2 = 4\pi$ 。 m_v 分别表示单位面积、单位长度上的流体质量或流体总质量, 视不同的几何对称情况而定。

参照文献[7], (1)和(2)式在泵浦激光脉冲加热阶段的解为

$$\begin{aligned}v &= [(3 + \alpha)/2] \cdot r/t, \\ \rho &= m_v \left(\frac{a}{\pi t^{3+\alpha}} \right)^{\frac{1+v}{2}} \exp\left(-\frac{ar^2}{t^{3+\alpha}}\right), \\ e &= \frac{2(1 + \alpha)\epsilon t^{1+\alpha}}{2(1 + \alpha) + (1 + v)(\gamma - 1)(3 + \alpha)},\end{aligned}\quad (3)$$

式中

$$a = \frac{3 + \alpha}{16(\gamma - 1)\epsilon} \cdot [2(1 + \alpha) + (1 + v)(\gamma - 1)(3 + \alpha)]. \quad (4)$$

(3)式表明, 等离子体的内能进而温度与空间坐标无关, 在泵浦激光脉冲加热阶段, 随时间单调上升。而密度则是时间空间的函数。

进一步, 假定泵浦激光脉冲宽度为 T , 可求出泵浦激光脉冲结束之后膨胀冷却阶段(1)和(2)式的解为^[7]

$$\begin{aligned}v &= (h'/h)r, \\ e &= e(T)h^{-\delta}, \\ \rho &= m_v \left(\frac{a}{\pi T^{3+\alpha}h^2} \right) \exp\left(-\frac{a^2r^2}{T^{3+\alpha}h^2}\right),\end{aligned}\quad (5)$$

式中 $e(T)$ 是(3)式中 $t = T$ 时的 e 值, a 仍由(4)式确定, $h' = dh/dt$, h 定义为

$$h = \exp \int_T^t f(x) dx \quad t > T \quad (5a)$$

$$f(t) = \frac{\nu}{r} \quad t > T. \quad (5b)$$

而 h 的数值由下式确定:

$$\eta \cdot (t - T) = h - 1 + \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(2n)!}{(2^n n!)^2 (n\delta - 1)} E_c^2 (1 - h^{1-n\delta}),$$

式中

$$\begin{aligned} \delta &= (1 + \nu)(\gamma - 1), \\ E_c &= \frac{2(1 + \alpha)}{3 + \alpha} \cdot \frac{3 + \alpha}{2(1 + \alpha) + (3 + \alpha)(1 + \nu)(\gamma - 1)}, \\ \eta &= T^{-1} \left[\left(\frac{3 + \alpha}{2} \right)^2 + \frac{(1 + \alpha)(3 + \alpha)}{2(1 + \nu)(\gamma - 1)} \right]^{1/2}. \end{aligned}$$

可以看出,与加热阶段类似,在膨胀冷却阶段,等离子体内能($\propto$ 温度)仅随时间变化,即空间各点等温,而密度则是时间和空间的复杂函数。

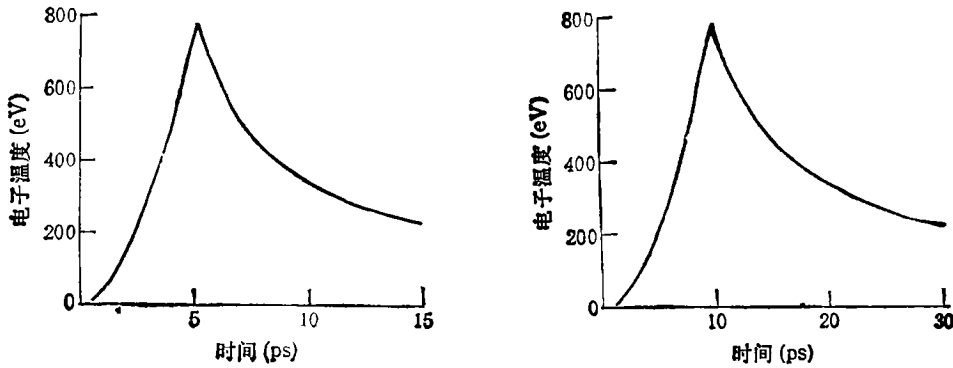


图 1 电子温度随时间的变化情况

图 1 和图 2 分别是根据(3)和(5)式确定的泵浦激光加热阶段及激光脉冲结束后等离子体温度和密度随时间空间的变化情况。图中 (a) 对应泵浦激光脉冲宽度 5ps, (b) 对应泵浦激光脉冲宽度 10ps。计算是针对一维平面几何对称情况进行的,因而 $\nu = 0$ 。此外,取 $\alpha = 1, r = 5/3$ 。

如前所述,等离子体(电子)温度只是时间的函数,与空间坐标无关。在激光加热阶段,泵浦激光脉冲在等离子体中沉积能量,等离子体内能增加,温度升高,在激光脉冲终结时,达到最大值。泵浦激光脉冲结束之后,等离子体向外膨胀做功,消耗内能,温度降低。随着内能的不断消耗,流体膨胀的速度变缓,降温的速度也逐渐变慢,所以在降温的后期曲线变得很平缓。对不同脉冲宽度的泵浦激光,温度变化的轮廓完全类似,但是时间尺度

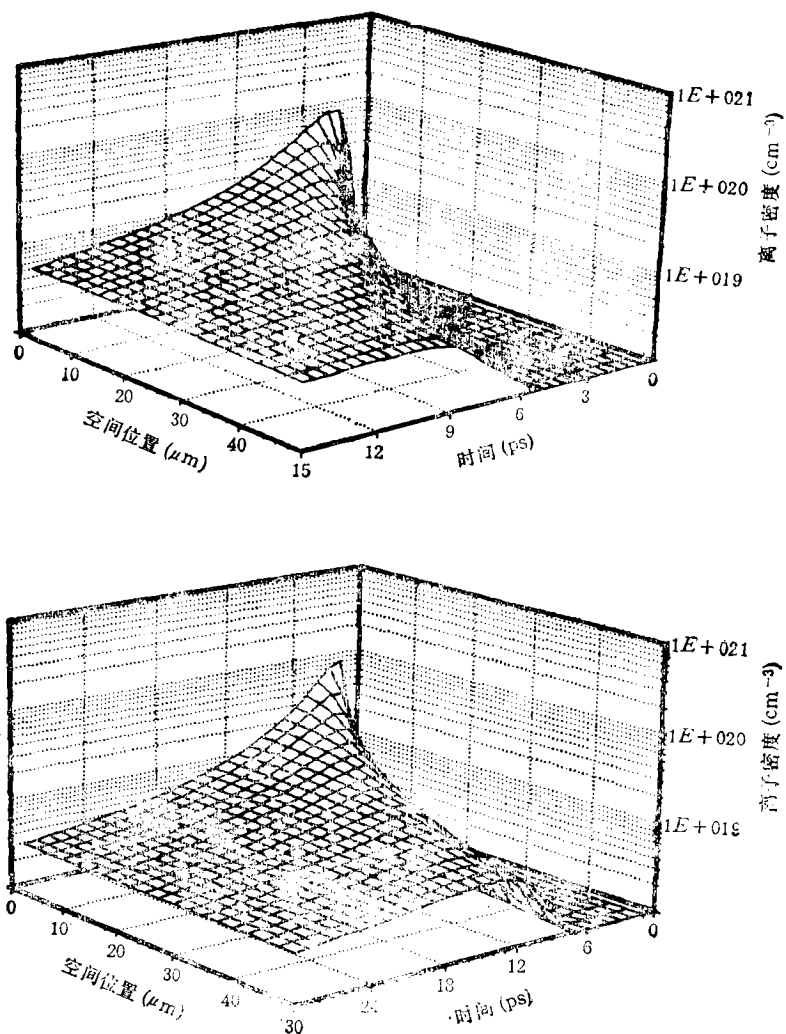


图2 离子密度随时间、空间的变化情况

不同。后者强烈依赖于泵浦脉宽,脉宽愈窄,冷却降温速度愈快。因为泵浦激光脉宽直接决定了等离子体膨胀速度,从而决定了降温速度,这可由流体力学方程组的解(3)和(5)式看出。在泵浦激光脉冲刚刚结束,膨胀冷却的起始阶段,仍可用(3)式近似估计膨胀速度 v 。由(3)式可知,对给定的空间点 r ,泵浦脉宽愈小,膨胀速度愈快,再由(5a)和(5b)式知, $f(t)$ 大进而 h 也愈大,而(5)式表明, h 愈大,等离子体冷却降温的速度也就愈快。另一方面,短脉冲激光打靶,产生的等离子体厚度较薄,而且密度梯度较大,(从(3)式的密度表达式可以看出),这是快速膨胀冷却的又一原因^[8]。

等离子体密度是时间和空间的函数。初始时刻,靶面附近的等离子体密度最高,随着泵浦激光的能量沉积,经历一段时间(约2—3倍的泵浦激光脉冲宽度)之后,空间各点近乎密度均匀分布。与温度随时间的变化情况一样,对不同的泵浦激光脉宽,密度随时间

的变化轮廓类似,但由于流体膨胀速度直接决定于泵浦脉宽,因此对空间某点达到同样的密度对不同的泵浦脉宽所需的时间不同。比如,在距靶面 $50\mu\text{m}$ 处,当泵浦脉宽为 5ps 时,大约在打靶开始 5ps 之后,密度开始明显大于 10^{18}cm^{-3} 。而当泵浦脉宽为 10ps 时,要在打靶开始 7ps 之后,密度才开始明显大于 10^{18}cm^{-3} 。

三、软 X 射线激光增益系数

根据文中确定的等离子体温度、密度随时间空间变化的环境条件,通过分析等离子体中的各种原子弛豫过程,可以确定等离子体中各电离阶离子各能级的占据数随时间空间的变化情况,进而计算可能激光跃迁的增益系数。前文中^[6],我们做了一些这方面的初步工作。我们选类氢 MgXI 等离子体作增益介质,是因为其独特的壳层结构,而同时具有三体复合和电子碰撞激发双重泵浦的优点。开始,泵浦激光脉冲加热等离子体,使其达到较高的温度,大部分离子处于过电离的类氢 MgXII 状态。之后,快速膨胀冷却降温,类氢复合成类氢离子。由于三体复合优先占据高能级,复合过程即造成类氢 MgXI 离子能级间的粒子数反转。随着激光跃迁的产生,反转粒子数不断消耗,但由于类氢离子的满壳层结构,使其能维持较长时间。在这期间,电子碰撞激发泵浦会对反转粒子数造成一定贡献,这在下面的增益计算中可以看出。

在碰撞辐射模型下,不考虑双重激发能级,即电离过程的终态和复合过程的初态只能是基态的情况下, z 电离阶 q 能级的粒子数密度满足速率方程

$$\begin{aligned} \frac{dN_q^z}{dt} = & -N_q^z \left[\left(\sum_{p>q} \chi_{qp}^c + \sum_{p<q} \chi_{qp}^d \right) N_e + \sum_{p<q} A_{qp} \right] \\ & + \left[\left(\sum_{p>q} N_p^z \chi_{pq}^d + \sum_{p<q} N_p^z \chi_{pq}^c \right) N_e + \sum_{p<q} N_p^z A_{pq} \right] \\ & - N_q^z S_q^{z,z+1} N_e + N_1^{z+1} (\alpha_q^{z+1,z} + N_e \beta_q^{z+1,z}) N_e \\ & + \sum_p N_p^{z-1} S_p^{z-1,z} N_e - N_q^z \sum_p (\alpha_p^{z,z-1} + N_e \beta_p^{z,z-1}) N_e, \end{aligned} \quad (6)$$

式中自发辐射跃迁几率 A_{qp} , 电子碰撞激发与退激发速率系数 χ_{pq}^c, χ_{pq}^d , z 电离阶到 $z+1$ 电离阶的碰撞电离系数 $S_q^{z,z+1}$, 辐射复合与三体复合速率系数 $\alpha_q^{z+1,z}, \beta_q^{z+1,z}$ 按文献[6]中的公式取值。

电子密度由电中性条件确定:

$$N_e = \sum_z \sum_q z \cdot N_q^z. \quad (7)$$

由于不考虑双重激发能级,所以在(6)式中,当 $q \neq 1$ 时,最后两项没有,即

$$\begin{aligned} \sum_p N_p^{z-1} S_p^{z-1,z} N_e &= 0 \quad q \neq 1, \\ \sum_p N_q^z (\alpha_p^{z,z-1} + N_e \beta_p^{z,z-1}) N_e &= 0 \quad q \neq 1. \end{aligned}$$

基于以往的实验及计算结果^[6],考虑以 MgXI 作增益介质的情况,兼顾等离子体中

的物理过程及计算量,在求解方程组(6)时计及 MgXI 主量子数 $n \leq 6$ 到光谱项层次的 21 个能级: $1s^2, 1s2s, 1s2p, \dots, 1s6g, 1s6h$, 及其邻近电离阶 MgX, MgXII, MgXIII 的基态,即 z, p, q 仅取下列数值:

$$\begin{aligned} \text{MgX: } z &= 9, p, q = 1, \\ \text{MgXI: } z &= 10, p, q = 1, 21, \\ \text{MgXII: } z &= 11, p, q = 1, \\ \text{MgXIII: } z &= 12, p, q = 1. \end{aligned}$$

把文中解流体力学方程组得到的等离子体温度、密度的时空分布作输入参数,求解能级占据数的速率方程(6),根据各能级粒子数的时间空间分布,由增益公式

$$g = \frac{1}{4} \lambda_{ba}^2 A_{ba} \Delta N_{ba} / \Delta \omega_{ba} \quad b > a, \quad (8)$$

可求得任意可能激光跃迁的增益系数随时间空间的变化情况.式中 λ_{ba} 是跃迁波长, A_{ba} 是自发辐射跃迁几率, $\Delta \omega_{ba}$ 是谱线宽度 (计算中取 Doppler 宽度), ΔN_{ba} 是 b, a 能级间的反转粒子数密度.

在泵浦激光脉冲加热阶段,等离子体吸收泵浦激光能量,温度不断升高.我们假定在

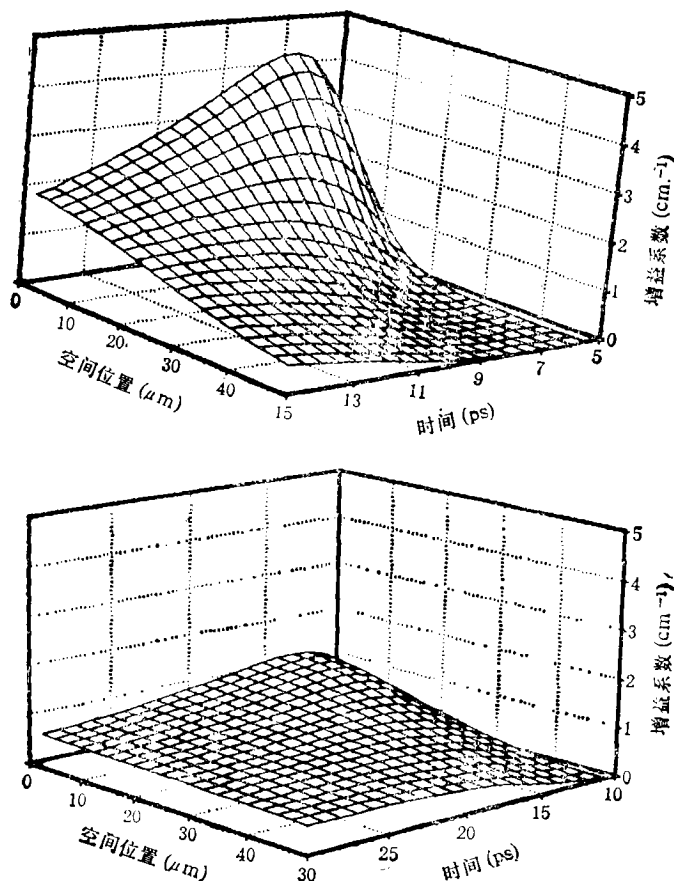


图3 MgXI 离子 $1s3d-1s4f$ 跃迁 ($\lambda = 154 \text{ \AA}$) 的增益系数随时间、空间的变化情况

泵浦激光脉冲结束之后,等离子体温度达到最高时,各电离阶离子达到动态平衡。这样,我们可以把泵浦激光脉冲结束时时刻方程(6)的定态解作初值求解方程(6)。

图 3(a),(b)分别是对 5ps 和 10ps 的泵浦激光脉冲。把流体力学方程组(1),(2)的解(5)作输入参量,求解(6)式后,由(8)式计算的 MgXI 1s3d—1s4f 跃迁 ($\lambda = 154.1 \text{ \AA}$) 的增益系数随时间空间的变化情况。

图 3 表明,在靶面附近,等离子体膨胀冷却的初始阶段增益最大。这是由于靶面附近等离子体密度较高(图2),且初始降温阶段等离子体冷却速度较快(图 1)所致。离靶面越远,等离子体密度越低,增益也就愈小。随着时间的推移,等离子体降温速度变缓,增益系数也逐渐变小。值得注意的是,在靶面附近,即使在等离子体膨胀冷却的后期,增益系数也维持一定的数值,而不是迅速减小,这可能是靶面附近的等离子体密度较高,电子碰撞激发泵浦对增益的贡献。

比较图 3(a) 与 (b) 可知,泵浦激光脉冲宽度是影响增益大小的主要因素之一。泵浦激光脉冲宽度小,冷却降温速度快,增益系数大。脉冲宽度大,冷却降温速度慢,增益系数则小。这是因为冷却降温速度快,造成的等离子体中各能级间的非平衡程度越强烈,三体复合贡献越大,结果使高能级的粒子占据数越多,即粒子数反转程度更大,因此增益系数也就越大。除了图 3(a),(b)5ps 和 10ps 的泵浦激光脉冲,我们还计算了 20ps 的泵浦激光脉冲辐照平面靶的情况,此时各种跃迁不再有增益。

最后需要说明的是,由于我们采用了文献[7]的解析模型,所以得出了等离子体内能及相应的温度在泵浦激光脉冲加热及其后的膨胀冷却阶段皆与空间坐标无关的结果。当然,实际等离子体并不是空间温度均匀的,但由于电子热传导速度较快

$$\left(\text{碰撞时间尺度 } \tau_e = \frac{3\sqrt{m_e}(kT_e)^{3/2}}{4\sqrt{2\pi n_e} \ln \Lambda e^4} \sim 1\text{ps} \right),$$

热传导有效距离(电子平均自程 $l = v_{Te}\tau_e \sim 10 \mu\text{m}$) 大于初始有效等离子体厚度 ($< 10\mu\text{m}$), 在较短的时间内,即可达到较大范围的空间等温,所以可以认为这种简化的解析模型还是适用的。

- [1] D. L. Matthews *et al*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 110.
- [2] S. Suckewer *et al*, *Phys. Rev. Lett.*, **55**(1985), 1753.
- [3] T. N. Lee *et al*, *Phys. Rev. Lett.*, **59**(1987), 1185.
- [4] B. J. Macgowan *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **65**(1990), 420.
- [5] T. Boehly *et al.*, *Opt. Commun.*, **79**(1990), 57.
- [6] Ma Guobin and Tan Weihai, *Acta Opt. Sinica*, **11**(1991), 1057.
- [7] A. V. Farnsworth, *Phys. Fluids*, **23**(1980), 1496.
- [8] M. M. Murnane, *et al.*, *Science*, **251**(1991), 531.

SOFT X-RAY LASER IN EXPANSION PLASMA PUMPING BY SHORT PULSED LASER

MA GUO-BIN

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800

TAN WEI-HAN

Department of Physics, Shanghai University of Science and Technology, Shanghai 201800;

Joint Laboratory for Quantum Optics, Shanghai Institute of Optics and Fine

Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800

(Received 25 June 1993)

ABSTRACT

Using the analytical solutions of the hydrodynamic equations of plasma, energy level populations of the plasma dominated by He-like Mg ions are obtained by solving the rate equations numerically for short pulsed pumping laser. Variations of gain coefficient for MgXI $1s3d-1s4f$ ($\lambda = 154\text{\AA}$) vs time and spatial position are given. Also, the influence of the pumping laser pulse duration is discussed.

PACC: 5250J; 4255B; 3220R; 3280B