

纯热传导冷却产生软 X 射线激光

沈百飞 滕华国 徐至展 张文琦

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

提 要

本文通过 $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 的热等离子体, 在纯热传导冷却机制下的计算, 得到了等离子体温度的时空变化, 并运用碰撞-辐射模型计算了在这种条件下, 类锂铝离子 $4f-3d$, $5f-3d$ 跃迁的增益系数, 计算表明, 只要有合适的初始条件, 用纯热传导冷却机制, 也能产生软 X 射线激光增益.

关键词 短脉冲激光, 软 X 射线激光, 电子热传导.

1 引 言

最近在短脉冲、高强度激光技术方面的进展, 使人们开始进一步研究用它作为软 X 射线激光的泵浦源^[1~4]. 人们探索的一种机制是利用光电离直接产生低温、高密度的等离子体, 由于理论中假定的电子密度很高^[3], 所以只能在趋向准平衡态的过程中, 即所谓瞬变区, 形成反转, 并产生增益, 在本文中, 假定通过短脉冲激光与气体靶的作用, 形成密度不是很高 ($1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 左右), 空间尺度比较小的 (几个 μm) 高温且高度电离的等离子体. 计算发现, 在这种条件下, 通过热传导冷却机制能够十分有效地冷却等离子体, 从而达到过冷非平衡态. 在高温时, 冷却尤为迅速. 并且计算了在这种非平衡态条件下, 增益系数的空间分布.

2 理论模型与计算方法

2.1 热传导冷却

假定在短脉冲激光与气体靶相互作用之后, 形成了几个 μm 厚, $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ 左右的高度电离的均匀高温等离子体, 假定这一薄层等离子体紧贴一个冷阱, 比如 Au, Cu. 由于所考虑的时间尺度比较小 ($\leq 2 \text{ ps}$), 等离子体的膨胀可以不考虑, 电子、离子的能量交换也可忽略, 如果希望研究纯热传导机制的影响, 也可以不考虑辐射能的损失. 这样, 电子能量方程:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3n_e} \frac{\partial}{\partial x} \left(k_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) \quad (1)$$

变成质量坐标, 即 $dm = n_e dx$, (1) 式变为:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{2}{3} n_e \frac{\partial}{\partial m} \left(k_e \frac{\partial T_e}{\partial m} \right) \quad (2)$$

式中 k_e 为非线性热传导系数, n 为电子密度. 由于电子密度不是很高, 可采用最简显式差分格

式,这种算法,时间步长足够短时,是稳定的,并且精度也比较高.空间网格分为 12 格,经计算发现,网格分得更细对提高精度已无多大帮助,却会大大增加计算时.

2.2 电离态分布计算

第 i 级电离态的相对布居数的公式^[5]

$$\frac{df_i}{dt} = R_{i+1}f_{i+1} - (R_i + S_i)f_i + S_{i-1}f_{i-1}, \quad \sum f_i = 1 \quad (3)$$

式中, R_i , S_i 为电离态 i 的复合与电离速率.这里,考虑了辐射复合,三体复合及碰撞电离.

2.3 类锂铝离子激发态粒子数及增益系数计算

采用简化的碰撞-辐射模型,来计算激发态粒子数分布及有关跃迁的增益系数^[6]并考虑原子模型包括类锂铝离子 $n=1\sim 7$ 的 48 个能级和类氦离子基态及所有的电偶极跃迁.其中 $n=6\sim 7$ 的高激发态因为其电离能很小,假定这些高激发态和类氦离子基态保持局域热平衡,即可用萨哈方程来描述

$$\begin{aligned} N(1s^22s) &= \frac{N_e}{2}g(1s^22s) \frac{N(1s^2)}{g(1s^2)} \left(\frac{h^2}{2\pi m T_e} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{I}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E}{T_e}\right) \\ &= \frac{1}{3.0185 \times 10^{21}} \frac{N(1s^2)N_e}{(T_e)^{3/2}} \exp\left(\frac{I}{T_e}\right) \exp\left(-\frac{\Delta E}{T_e}\right) \end{aligned} \quad (4)$$

式中 ΔE 为因周围等离子体影响引起的电离能的减小量, $g(i)$ 为能级 i 的统计权重, I 为 $1s^22s$ 态的电离能, T_e 为电子温度,单位为电子伏特.这些高激发态和类氦离子基态组成热带.因为基态 $1s^22s$ 和两个最低激发态 $1s^22p^2P_{1/2}$, $1s^22p^2P_{3/2}$ 之间的抽运速率比较小,和自由电子的碰撞也使这些态之间能迅速交换粒子数,认为这三个态准简并,所以这三个态之间粒子数分布总能保持接近玻尔兹曼分布.

由于直接参与电离和复合过程的主要是热带和基态及其准简并态(包括碰撞电离,三体复合,双电子复合,辐射复合机制).假定在中间束缚态,电离和复合的净值和其它过程(辐射跃迁,电子碰撞激发,电子碰撞退激发)相比,可以忽略.因此,决定中间束缚态粒子数的速率方程可以写为:

$$\frac{dN_i}{dt} = \sum_{j>i} N_j A_{ji} + N_e \sum_{j \neq i} N_j \langle \sigma_{ij} v \rangle - N_i \left[\sum_{j<i} A_{ij} + N_e \sum_{j \neq i} \langle \sigma_{ij} v \rangle \right] \quad (5)$$

式中 i 表示从 $1s^23s^2S_{1/2}$ 到 $1s^25g^2G_{9/2}$ 的各能级, j 为类锂离子的所有能级, A_{ij} 为自发辐射跃迁几率, $\langle \sigma_{ij} v \rangle$ 为电子碰撞速率系数.对麦克斯韦速率分布均匀的电子碰撞激发率 X_{nm} (sec^{-1}) 为

$$X_{nm} = \frac{1.6 \times 10^{-5} f_{nm} \langle g(n, m) \rangle N_e}{\Delta E_{nm} \sqrt{T_e}} \exp\left(-\frac{\Delta E_{nm}}{T_e}\right) \quad (6)$$

由细致平衡可知,电子碰撞退激发率 Y_{nm} (sec^{-1}) 为

$$Y_{nm} = \frac{g_m}{g_n} \exp\left(\frac{\Delta E_{nm}}{T_e}\right) X_{nm} \quad (7)$$

式中, E_i , T_e 均以电子伏特为单位, f_{nm} 为吸收振子强度, $\langle g(n, m) \rangle$ 为热均匀的 Gaunt 因子.我们用近似公式计算^[10]

$$g = g_i + \frac{\sqrt{3}}{\pi} \ln\left(1 + \frac{T_e}{E_{ij}}\right) \quad (8)$$

式中 g_i 为合适的阈值.本文还采用了光性薄近似,禁戒跃迁的影响还未考虑.

对于激光跃迁的增益系数可采用下面的公式,其中谱线展宽机制为多普勒展宽^[7],并假

定, $T_i = T_e$, 则 $g(ul) = 8.4 \times 10^{-32} g_u A_{ul} (\lambda_{ul})^3 (kT_i)^{-1/2} \Delta N_{ul}$

2.4 原子参数的计算

在上面的计算中, 需要知道各能级能量值, 以及各跃迁的光谱性质: 跃迁波长, 振子强度, 跃迁几率等, 本文利用 Cowan 的原子结构及光谱计算程序^[8], 用 Hartree-Fock 自洽场方法计算了所需的原子参数, 计算结果和实验值及已有理论值都能很好符合^[5].

3 计算结果与讨论

用热传导方程计算了等离子体电子温度随时间的变化, 计算中, 假定 $n_e = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, 热等离子体厚度为 $6 \mu\text{m}$, 初始温度为 500 eV , 计算结果如图 1、图 2 所示, 从图中可以看出, 高温时, 冷却速度特别快, 这是因为在热流极限内, $k_e \propto T_e^{3/2}$, 另外, 可以看到在 2 ps 后, 电子温度的空间变化已不是很大, 而电子温度已降得足够低.

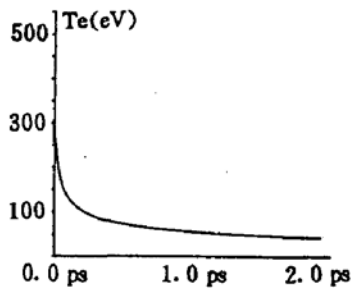


Fig. 1 The time dependent electronic temperature at the point $2 \mu\text{m}$ away from the cold trap

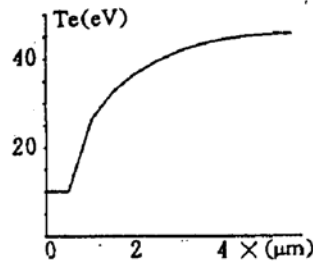


Fig. 2 The space dependent electronic temperature at the time 2 ps after the laser pulse

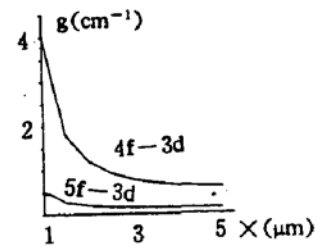


Fig. 3 The space dependent gains of $5f-3d$, $4f-3d$ lines for Li-like Al ions at the time 2 ps after the laser pulse

用上面得到的电子温度随时间的变化, 可以计算各电离态离子丰度分布随时间的变化, 计算表明, 在这样短的时间内丰度比的变化很小, 所以在以后的计算中, 采用 $T_e = 500 \text{ eV}$ 时的平衡态丰度比 $\delta (\text{He-like/Li-like}) = 157$.

在得到等离子体参数和丰度比之后, 运用碰撞-辐射模型进行了计算. 图 3 是 2 ps 后增益系数随空间的变化. 优化等离子体参数的初始条件, 有可能得到更高的增益系数. $5f-3d$ 跃迁的增益系数在本文的计算中也比较小^[9], 其原因有待进一步研究. 在计算中, 假定在 $t = 0$ 时, 只有类锂离子热带和三个最低能态有粒子数分布, 而中间束缚态上的粒子数则为零.

在 2 ps 后, 反转和增益都将维持一段时间, 等离子体的膨胀将使增益逐渐变小, 而电离态丰度逐渐趋向平衡, 将使增益最终消失. 假定膨胀速率 C_s 为离子声速 v ,

$$v = C_s = 3 \times 10^7 \left[\left(\frac{Z}{A} \right)^{1/2} \left(\frac{T_e}{1 \text{ KeV}} \right)^{1/2} \right] \text{ cm/s}$$

取 $T_e = 50 \text{ eV}$, 等离子体密度减小一半, 需 100 ps , 而趋向电离平衡需要更多的时间, 所以, 增益将维持几十 ps 的时间.

4 小 结

由于短脉冲, 高强度激光与气体靶作用, 能形成空间尺度比较小的 (几个 μm)、电子温度梯度比较大的、电子密度比较合适的等离子体, 用热传导冷却机制, 就能有效地冷却等离子体温

度,并产生软 X 射线激光增益. 由于在高温时冷却速度特别迅速,所以等离子体的初始电子温度,对激光增益几乎没有影响.

参 考 文 献

- [1] N. H. Burnett, G. D. Enright, Population inversion in the recombination of optically ionized plasmas. *IEEE J. Q. E.*, 1990, **26**(10):1797~1808
- [2] C. J. Keane, J. N. Bardsley, L. dasilva *et al.*, Femtosecond to nanosecond high-intensity laser and applications. edited by E. M. Campbell, *Proc. SPIE, Bellingham*, 1990:190~195
- [3] P. Amendt, D. L. Eder, S. C. Wilks, X-ray laser by optical-field-induced. *Phys. Rev. Lett.*, 1991, **66**(20):2589~2592
- [4] R. Fedosejevs, R. Ottmann, R. Sigel *et al.*, Absorption of subpicosecond ultraviolet laser pulses in high-density. *Appl. Phys.*, 1990, **50**(1):77~99
- [5] J. C. Gauthier, J. P. Geindre, N. Grandjouan *et al.*, Implicit coupling of ionisation dynamics and electroenergy balance in laser simulations. *J. Phys. D: Appl. Phys.*, 1983, **16**(1):321~331
- [6] P. Jaegle, G. Jamelot, A. Carillon *et al.*, Soft-X-ray amplification by lithiumlike ions in recombining hot plasmas. *J. O. S. A. (B)*, 1987, **4**(4):563~573
- [7] R. C. Elton, *X-ray laser*, San Diego:Academic, 1990
- [8] R. D. Cowan, *The Theory of Atomic Structure and Spectra*. Berkeley, Calif.:U. California Press, 1981
- [9] A. Klisnick, A. Sureau, H. Guennou *et al.*, Effective rates for Li-like ions; Calculated XUV gains in Al. *Appl. Phys.*, 1990, **B50**(1):153~164
- [10] I. H. Hutchinson, *Principles of plasma diagnostics* (Cambridge, 1987):211

Soft-X-ray laser in plasma cooled only by thermal conduction

SHEN Baifei TENG Huaguo XU Zhizhan ZHANG Wenqi

(Shanghai Institute of Optics and Fine mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800)

(Received 18 May 1992; revised 14 September 1992)

Abstract

Through the calculation of plasma with electron density of $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$, and cooled only by electron thermal conduction, we got the plasma parameters varied with time and space. Under this condition, we calculated the gains of 5f-3d and 4f-3d of Li-like Al ions using C-R model. It is shown that once there are suitable initial plasma conditions, the soft-X-ray gains can be produced in plasma cooled only by thermal conduction.

Key words ultrashort laser pulse, plasma electron thermal conduction, soft X-ray laser.