

# 基于自相似模型的二维 X 射线激光 等离子体流体力学\*

孟立民<sup>1)2)</sup> 滕爱萍<sup>1)</sup> 李英骏<sup>1)†</sup> 程涛<sup>1)2)</sup> 张杰<sup>2)</sup>

1) 中国矿业大学理学院, 北京 100083)

2) 中国科学院物理研究所, 北京 100190)

(2008 年 10 月 23 日收到, 2008 年 12 月 6 日收到修改稿)

从自相似方法出发, 建立了简化的二维 X 射线激光等离子体流体动力学模型. 利用该模型研究了平板靶 X 射线激光的二维流体力学行为. 研究表明, 当激光作用结束后, 经过一段时间的演化电子密度和温度沿线聚焦方向逐渐达到平衡, 该结果对 X 射线激光的优化设计具有重要意义.

关键词: X 射线激光, 二维流体力学计算, 自相似方法

PACC: 4255V, 4260H

## 1. 引 言

由于在生物标本的全息照相和显微镜检查以及与惯性约束聚变和实验室天体物理学相关的稠密等离子体干涉测量等方面的应用需求<sup>[1,2]</sup>, 自从 1984 年首次在劳伦斯·利弗莫尔实验室里利用强度为  $3 \times 10^{13}$  W/cm<sup>2</sup> 的驱动激光爆轰薄箔靶成功地演示了波长为 20.6 和 20.9 nm 的 X 射线激光以来<sup>[3]</sup>, 人们一直为提高 X 射线激光效率而努力. 1987 年美国海军实验室首次采用平板靶探索了类 Ne 离子(Cu<sup>19+</sup> 和 Ge<sup>22+</sup>) 出光的可能性, 测得了 29—30 nm 波段的多条增益线<sup>[4]</sup>, 而所用驱动激光的能量降低到  $6 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>. 在提高抽运效率的同时, 使得国际上很多实验室有能力开展类似的研究.

为了提高抽运效率实现 X 射线激光的饱和输出, 人们探索了各种方法, 其中预-主脉冲技术是目前在实验上最为成功的方法之一. 利用预-主脉冲技术, 已使许多低 Z 的类 Ne 离子( $Z = 17—47$ ) 和中 Z 的类 Ni 离子( $Z = 50—66$ ) 的 X 射线激光增益成为可能, 并在短脉冲条件下使得 Ag, Sn 等类 Ni 离子的输出达到饱和<sup>[5]</sup>. 利用预-主脉冲技术复合多靶

对接技术, 已使得 X 射线激光的波长最短达到 3.6 nm(类 Ni-Au X 射线激光)<sup>[6]</sup>, 在波长为 6—14 nm 的近水窗波段实现了 X 射线激光的饱和输出<sup>[7]</sup>.

近十年来, 人们更是在预-主脉冲技术的基础上, 将短脉冲抽运方式引入主脉冲. 1997 年发展了瞬态激发方案, 在提高抽运效率方面获得了极大的成功<sup>[8]</sup>. 1998 年为了克服瞬态抽运机制本身的增益长度受到限制的缺点, 人们基于行波抽运的概念提出了纵向抽运的实验方案<sup>[9]</sup>, 随后进行了相关的尝试并取得了进展<sup>[8]</sup>. 2004 年 Dunn 等又进一步提出了掠入射驱动产生 X 射线激光概念<sup>[10—12]</sup>, 并在实验上获得了饱和输出. 人们也进行了大量的理论研究<sup>[13—15]</sup>.

近年来, 在实验和理论研究所取得的成功都是在平板靶和预主脉冲条件下进行的. 在分析和模拟上都假设驱动激光的光强沿驱动激光线聚焦方向(即 X 射线的传播方向)是均匀的, 其产生的等离子体的状态也是均匀的. 然而在实际实验中的光路元件是柱面镜和球面镜组合, 或者是柱面镜阵列和球面镜组合, 这些光学元件所产生的焦线在驱动激光线聚焦方向上的分布却是不均匀的<sup>[16]</sup>. 激光在该方向上的不均匀分布将导致等离子体的温度、密度、压

\* 国家自然科学基金(批准号: 10874242, 10775018), 国家重点基础研究发展计划(批准号: 2007CB815105), 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20070290008)资助的课题.

† 通讯联系人, E-mail: lyj@aphy.iphys.ac.cn

强等分布也变得不均匀,这必将影响 X 射线激光的质量、增益和转化效率。这也是为什么理论增益总是远高于实验结果的原因之一。

为了更好地描述激光光强沿激光线聚焦方向上分布有涨落情形下的等离子体行为以及这种不均匀性对 X 射线激光增益的影响,本文在自相似方法的基础上建立了一个适用于 X 射线激光平板靶等离子体的二维流体动力学解析模型。利用该模型研究了驱动激光沿激光线聚焦方向光强为正弦分布情况下 X 射线激光平板靶等离子体的二维流体动力学行为。

## 2. $z$ 方向激光的不均匀性描述

图 1 为 X 射线激光实验中驱动激光线聚焦的光路示意图。线聚焦光路通常由柱面镜和球面镜组成,为了提高线聚焦的均匀性也会采用柱面镜阵列和球面镜来组成线聚焦系统。由于线聚焦方向光强的不均匀性直接影响 X 射线激光的转换效率和增益系数,很多人为了获取较好的线聚焦光路而进行了大量的研究<sup>[16]</sup>。

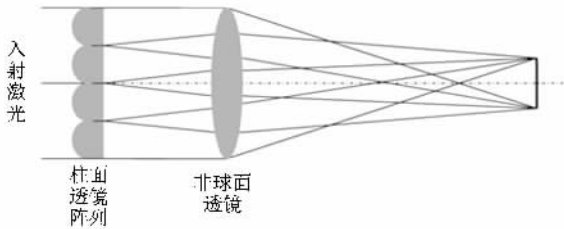


图 1 实验聚焦光路示意图

研究表明,即使经过优化的光路,其产生的激光强度在  $z$  方向分布也会存在差异。实验测得的光强沿  $z$  方向的相对强度分布示于图 2。图 2 给出了经过柱面镜阵列优化后的线聚焦效果,可以看到即便是优化后的线聚焦仍旧有相当大的强度差异。研究表明,这种激光能量分布的不均匀程度在 15% 左右<sup>[17]</sup>。由此可见,即使采用目前最好的柱面镜阵列线聚焦系统,焦线的不均匀程度仍然大于 10%。忽略该不均匀度对 X 射线激光等离子体各参数的影响显然不合适。我们研究工作的目的是利用二维的简化流体力学模型,在考虑沿激光线聚焦方向(即  $z$  方向)的光强不均匀分布以后,研究分析 X 射线激光平板靶等离子体的流体力学行为,给出等离子体的温度、密度在增益区内沿  $z$  方向上随着时间的演

化趋势。通过对计算过程和计算结果的讨论,给出减小  $z$  方向上不均匀性的理论指导。

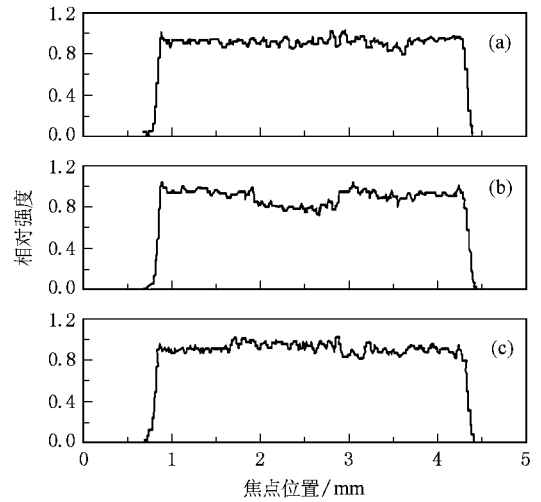


图 2 “神光 II” 光聚焦效果图

## 3. 模 型

近来的预-主脉冲抽运方案是由脉冲宽度较长的预脉冲和脉冲宽度较短的主脉冲组合实现。无论是纵向抽运还是掠入射抽运方式,其预脉冲都采取正入射方式。预脉冲先烧蚀靶产生等离子体并形成合适的类 Ne 或类 Ni 离子和密度分布。然后,主脉冲迅速加热等离子体,使其达到一个高电子温度而低离子温度的状态。因为增益系数正比于电子温度而反比于离子温度的平方根,所以这样一种状态对产生高的增益有利。考虑到等离子体的演化过程主要为预脉冲和延迟时间阶段,因此我们的研究主要针对预脉冲的作用时间及脉冲作用结束后主脉冲到达前的延迟时间内等离子体的演化规律。

X 射线增益区域是在  $n_e < n_c$  的冕区,在脉冲作用时间内存在一个等温膨胀区。由于离子的质量比电子的质量大得多,可以将离子看作是电子运动的背景,并把等离子体看作是理想流体。考虑到一维自相似模型的条件,则二维单流体和理想流体的动力学方程为

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\rho \frac{\partial v_x}{\partial x} - v_x \frac{\partial \rho}{\partial x} - \rho \frac{\partial v_z}{\partial z} - v_z \frac{\partial \rho}{\partial z}, \quad (1)$$

$$v_x = C_s + \frac{x}{t}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial v_z}{\partial t} = -v_x \frac{\partial v_z}{\partial x} - v_z \frac{\partial v_z}{\partial z} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -v_x \frac{\partial T}{\partial x} - v_z \frac{\partial T}{\partial z} - \frac{1}{c_v} \frac{p}{\rho} \left( \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_z}{\partial z} \right) + \frac{1}{c_v} H. \quad (4)$$

以上方程组建立在  $x$ - $z$  平面内, 方程中  $\rho$  是各点的密度,  $v_x$  和  $v_z$  分别是  $x$  方向和  $z$  方向的速度,  $C_s = T^{1/2} Z^{1/2} / M_i^{1/2}$  是瞬间等温声速, 其中  $Z$  表示电离度,  $M_i$  表示原子摩尔质量,  $p$  是压强,  $T$  为温度,  $c_v$  是定容热容量,  $H$  为单位质量吸收的激光能量. 在我们的模型中, 等离子体的膨胀方向主要在  $x$  方向,  $z$  方向的膨胀远小于  $x$  方向, 可以看作是在  $x$  方向膨胀基础上的微扰项.

## 4. 模型的简化

利用自相似模型, 从平顶激光脉冲的解析结论中得出等离子体中变量有用的定标关系. 为了便于计算, 我们引入方便单位如表 1 所列<sup>[18]</sup>.

表 1 变量的规范化

物理变量	标准值
时间 $t/\text{ns}$	1
激光强度 $I/\text{W} \cdot \text{cm}^{-2}$	$10^{14}$
激光波长 $\lambda/\mu\text{m}$	1.053
烧蚀质量 $m/\text{g} \cdot \text{cm}^{-2}$	$10^{-4}$
离子电荷 $Z$	25
原子质量 $A$	80
Coulomb 对数 $\Lambda$	5

为了能清楚地表示出计算中的物理过程, 把预脉冲激光的作用过程分成激光脉冲与等离子体的作用阶段 ( $0 < t \leq t_{1L}$ ) 和激光脉冲停止后等离子体的绝热膨胀阶段 ( $t_{1L} < t$ , 其中  $t_{1L} = \Delta t_{1L}$  是长脉冲的持续时间).

### 4.1. 模型简化条件

预脉冲激光与平板靶等离子体相互作用的目的是加热并产生具有一定电子温度、密度、电离度和标长的等离子体, 这个过程发生在整个脉冲作用时间内. 在时刻  $t_{1L}$  以后, 预脉冲停止, 等离子体做绝热膨胀. 研究表明, 通过等离子体的膨胀、能量的交换等过程, 使得增益区的温度和密度趋于均匀, 从而产生了有利于 X 射线激光的产生、传播和放大的等离子体状态.

在我们的自相似模型中, 假设等离子体在  $x$  方

向是等温的, 温度只随着  $z$  方向的光强变化而变化. 一维情况下, 假设光强为  $I_0$ , 对于不同阶段电子温度等参量随时间的变化由文献 [19] 可以得到.

### 4.2. 方程的化简

假设光强沿线聚焦方向的变化为  $I(z) = I_0(1 + C \sin kz)$ , 为了求线性解, 我们把密度、 $z$  方向的速度、温度都写成零阶量与一阶量之和的形式, 即

$$\rho = \rho_0 + \rho' \sin(kz + \varphi), \quad (5a)$$

其中  $\rho_0$  是不存在光强扰动时密度的平均值,  $\rho'$  是由于光强梯度的存在而出现的密度变化, 是一阶小量, 它们都只是时间  $t$  的函数.

$$v_z = v_{z0} + v'_z \sin(kz + \phi), \quad (5b)$$

其中  $v_{z0} = 0$ ,  $v'_z$  是一阶小量, 是时间的函数.

$$T = T_0 + T' \sin(kz). \quad (5c)$$

将这些量代入到方程 (1) (3) 和 (4) 中, 将方程线性化, 零阶量用一维表达式来表示, 只讨论一阶小量. 按照热力学第二定律, 密度与温度相位相反, 加速度沿  $z$  轴正方向, 故  $\varphi = \pi$ ,  $\phi = \pi/2$ .

#### 4.2.1. 激光作用时间内 ( $0 < t \leq t_{1L}$ )

在激光作用期间, 激光一直在加热等离子体. 考虑到 (5) 式和文献 [19] 则方程组 (1) (3) (4) 简化为

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -a_1 t^{-16/27} v'_z, \quad (6a)$$

$$\frac{\partial v'_z}{\partial t} = b_1 t^{8/9} \rho' + c_1 t^{2/27} T', \quad (6b)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = -d_1 t^{2/9} v'_z + h t^{-2/3}, \quad (6c)$$

其中

$$a_1 = 3.76 \times 10^{-12} \frac{k I_0^{1/54} A^{20/27}}{D^{7/18} \lambda^{7/9} \Lambda^{16/27}},$$

$$b_1 = 1.55 \times 10^9 \frac{k D^{5/6} I_0^{13/18} \lambda^{5/3} \Lambda^{8/9}}{A^{10/9}},$$

$$c_1 = 9.3 \times 10^5 \frac{k D^{1/9} I_0^{5/27} \lambda^{2/9} \Lambda^{2/27}}{A^{16/27}},$$

$$d_1 = 5.56 \times 10^{-9} k D^{1/3} I_0^{5/9} A^{2/9} \lambda^{2/3} \Lambda^{2/9},$$

$$h = 1.28 c D^{1/18} I_0^{23/54} A^{1/27} \lambda^{1/9} \Lambda^{10/27}.$$

利用级数法求解, 所以略去四阶及四阶以上的小量, 即有

$$\begin{aligned} \rho' = & 0.45 h a_1 c_1 t^{46/27} - h a_1 c_1 (0.032 a_1 b_1 \\ & + 0.022 c_1 d_1) t^4 + h a_1 c_1 (0.095 a_1 b_1 \\ & + 0.0012 c_1 d_1) (0.59 a_1 b_1 + 0.40 c_1 d_1) t^{170/27}, \end{aligned} \quad (7a)$$

$$v' = -0.77hc_1 t^{35/27} + hc_1(0.12a_1 b_1 + 0.0084c_1 d_1) t^{97/27} - hc_1(0.009a_1 b_1 + 0.0076c_1 d_1) \chi(0.59a_1 b_1 + 0.40c_1 d_1) t^{53/9}, \quad (7b)$$

$$T' = ht^{2/9} - 0.31hc_1 d_1 t^{68/27} + hc_1 d_1(0.027a_1 b_1 + 0.018c_1 d_1) t^{130/27} - hc_1 d_1(0.0013a_1 b_1 + 0.0011c_1 d_1) \chi(0.59a_1 b_1 + 0.40c_1 d_1) t^{64/9}. \quad (7c)$$

#### 4.2.2. 激光作用结束后( $t_{1L} < t$ )

激光作用结束之后,激光对等离子体的作用已经停止.考虑到(5)式和文献[19],则方程组(1),(3)(4)简化为

$$\frac{\partial \rho'}{\partial t} = -a_2 t^{-5/9} v'_z, \quad (8a)$$

$$\frac{\partial v'_z}{\partial t} = b_2 t^{-1/3} \rho' - c_2 t^{-2/9} T', \quad (8b)$$

$$\frac{\partial T'}{\partial t} = d_2 t^{-2/3} v'_z, \quad (8c)$$

$$\varphi_0 = \arctan\left[\frac{5}{9}\sqrt{M} \times \frac{27 - (4.44a_1 b_1 + 3.01c_1 d_1)t_{1L}^{62/27} + (0.32a_1 b_1 + 0.27c_1 d_1) \chi(0.59a_1 b_1 + 0.40c_1 d_1)t_{1L}^{124/27}}{35 - (15.93a_1 b_1 + 10.8c_1 d_1)t_{1L}^{62/27} + (1.88a_1 b_1 + 1.58c_1 d_1) \chi(0.59a_1 b_1 + 0.140c_1 d_1)t_{1L}^{124/27}}\right] - \sqrt{M}, \quad (11)$$

$$B = \frac{-0.77hc_1 t_{1L}^{35/27} + hc_1(0.12a_1 b_1 + 0.084c_1 d_1)t_{1L}^{97/27} - hc_1(0.009a_1 b_1 + 0.0076c_1 d_1) \chi(0.59a_1 b_1 + 0.40c_1 d_1)t_{1L}^{159/27}}{\sin(\sqrt{M} + \varphi_0)}. \quad (12)$$

然后将此解代回到(8a)和(8c)式,就能够得出二维空间密度和温度随时间的演化关系.

$$\rho' \approx \frac{3}{2} a_2 \frac{B}{\sqrt{M}} t_{1L}^{-4/9} t^{-1/9} \cos\left(\sqrt{M}\left(\frac{t}{t_{1L}}\right)^{5/9} + \varphi_0\right) \quad (13)$$

$$T' = \frac{3}{2} d_2 t_{1L}^{-4/9} \frac{B}{\sqrt{M}} t^{-2/9} \cos\left(\sqrt{M}\left(\frac{t}{t_{1L}}\right)^{5/9} + \varphi_0\right). \quad (14)$$

## 5. 求解及讨论

为了理解平板靶 X 射线激光的二维流体力学行为,以类 Ne 的 Ti X 射线激光等离子体为例,利用我们的二维流体动力学模型进行了计算.考虑到结果的可比性,选择相关参数如下:靶材料为 Ti,  $A = 47.9$ , 靶长度为 1 cm, 驱动激光波长为 1.06  $\mu\text{m}$ , Coulomb 对数  $\Lambda = 5$ , 激光强度  $I = 2 \times 10^{12}$  W/cm<sup>2</sup>, 考

其中

$$a_2 = 3.76 \times 10^{-12} \frac{kI_0^{1/54} A^{20/27}}{D^{7/18} \lambda^{7/9} \Lambda^{16/27} t_{1L}^{1/27}},$$

$$b_2 = 1.55 \times 10^9 \frac{kD^{5/6} I_0^{13/18} \lambda^{5/3} \Lambda^{8/9} t_{1L}^{11/9}}{A^{10/9}},$$

$$c_2 = 9.3 \times 10^5 \frac{kD^{1/9} I_0^{5/27} \lambda^{2/9} \Lambda^{2/27} t_{1L}^{8/27}}{A^{16/27}},$$

$$d_2 = 5.56 \times 10^{-9} kD^{1/3} I_0^{5/9} A^{2/9} \lambda^{2/3} \Lambda^{2/9} t_{1L}^{8/9}.$$

求解上述方程组,考虑到激光作用结束时刻的连续性以及激光作用结束后,随着等离子体膨胀和热量的扩散,密度和温度的振幅随时间减小,可以得到以上方程的解为

$$v_2 = B \sin\left(\sqrt{M}\left(\frac{t}{t_{1L}}\right)^{5/9} + \varphi_0\right), \quad (9)$$

其中

$$M = \frac{9}{4} (a_2 b_2 + c_2 d_2) t_{1L}^{-8/9}, \quad (10)$$

虑典型的光强随  $z$  轴的变化为  $I = I_0(1 + C \sin kz)$ , 其中  $C = 0.12$ ,  $z$  的取值范围为  $-0.5 \sim 0.5$  cm, 激光作用时间为 1.5 ns.

### 5.1. 在 $0 < t \leq t_{1L}$ 时间内

当初始条件的影响消失以后,不同  $z$  位置上的电子温度随着时间的增加而升高,如图 3(a)所示.由于光强在  $z$  方向上的梯度引起温差的变化大于  $z$  方向能量耦合引起的能量交换,使得  $z$  方向的温差随着时间的增加不断增大.并且在激光作用过程中,温度分布的相位主要由驱动激光的能量分布来决定.这就导致了  $z$  方向的温度分布与光强为同相位,即如果光强是正弦分布,那么温度也是正弦分布.也就是光强和温度的相位差为零,如图 3(a)所示.随着时间的不断增加,温差也在不断增大.到激光作用

结束时,初始激光光强最高点的温度最高,光强最低点的温度最低,其随着  $z$  轴的变化趋势与激光同相位,见图 3(b)中实线和虚线所示.从图 3(b)和图 4

(b)可以看出,电子温度的最大值达到 140 eV,而温度微扰相对值接近 10%.

对于电子密度,当初始条件的影响消失以后,电

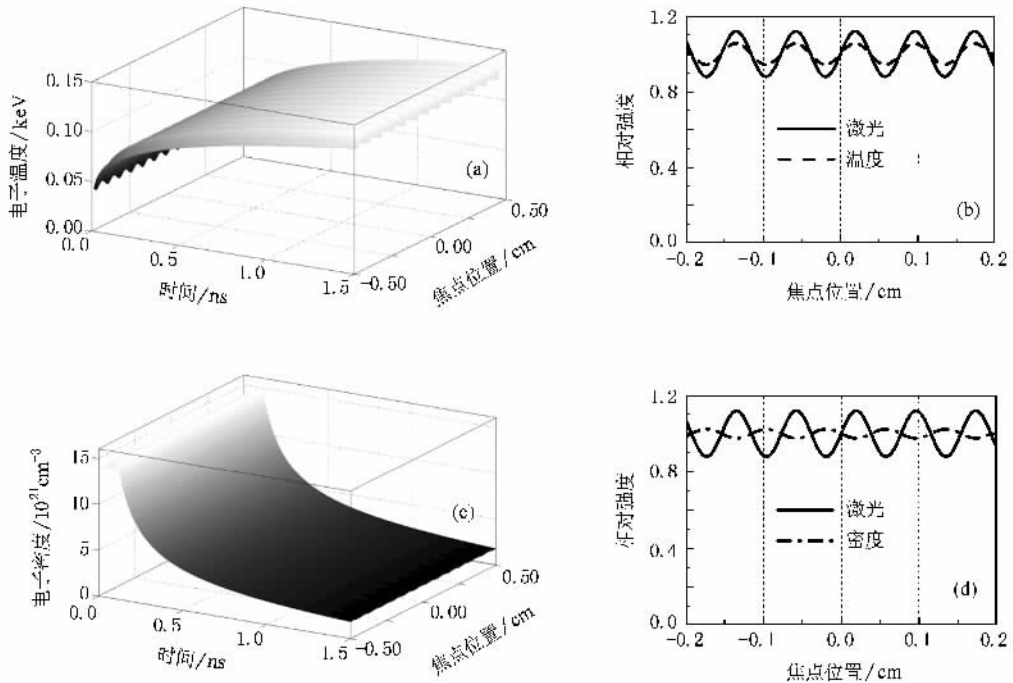


图 3 电子温度和密度在  $z$  方向的变化 (a) 电子温度随时间和空间的变化 (b) 激光作用结束时刻电子温度相对值与光强相对值的比较 (c) 电子密度随时间和空间的变化 (d) 激光作用结束时刻电子密度相对值与光强相对值的比较. 中心激光强度  $I_0 = 2 \times 10^{12} \text{ W/cm}^2$ , 光强随  $z$  轴的变化  $I = I_0(1 + C \sin kz)$ , 其中  $C = 0.12$ , 并且取周期性边界条件. 靶长度为 1 cm (图中只给出  $z$  轴中心附近小范围内光强、温度、密度随  $z$  轴的变化), 激光作用时间为 1.5 ns

子密度随着时间的增加而下降,如图 3(c)所示.在激光作用过程中,驱动激光的能量对电子密度分布的相位起主要作用,从而在光强较大处电子密度较低,而光强较小处电子密度反而较高,即电子密度与激光光强相位相反.如果光强沿  $z$  方向的分布是正弦分布,那么电子密度在  $z$  方向的分布与光强的相位差约为  $\pi$ ,并且随着激光作用时间的增加,密度差不断增加,如图 3(c)所示.到激光作用结束时,初始激光光强最高点的电子密度最低,初始光强最低点的电子密度最高,即电子密度与光强相位相反,见图 3(d)中实线和点划线所示.总之,密度差的相对值,即密度差与平均密度之比很小.激光作用结束时,密度微扰的相对值仅为 8%,如图 3(d)所示.

## 5.2. 当 $t_{IL} < t$ 时

激光的作用结束后,  $I = 0$ . 此时由于等离子体所处的真空环境,等离子体做绝热膨胀,因此其电子温度随时间的增加不断降低,如图 4 所示.由于光

强梯度引起温度梯度增大的源泉消失,整个等离子体的温度都在下降,且温度较高部分下降较快,而温度较低部分反而下降较慢,这使得  $z$  方向的电子温度在激光作用结束后大约 5—6 ns 时达到了平衡,如图 4 所示.

当激光作用结束后,由于没有激光的加热作用,烧蚀过程随之停止,等离子体在绝热膨胀的作用下,其电子密度继续降低,如图 5(a)所示.并且由于光强梯度引起的密度梯度增大的源泉也同样消失.等离子体的行为符合流体行为的特点,电子密度由高处向低处扩散,并且在大约 5—6 ns 时达到平衡,而这时的电离度为 9.

如果激光强度在  $z$  方向不均匀,那么在激光作用时间内,温度和密度也存在不均匀,这种不均匀不利于 X 射线激光的传播放大.但是在激光作用结束后,这种不均匀性会随着时间的增加而降低,等离子体可以多次达到平衡.在这些平衡中,我们通常比较关心第一次平衡.因为激光作用结束以后,等

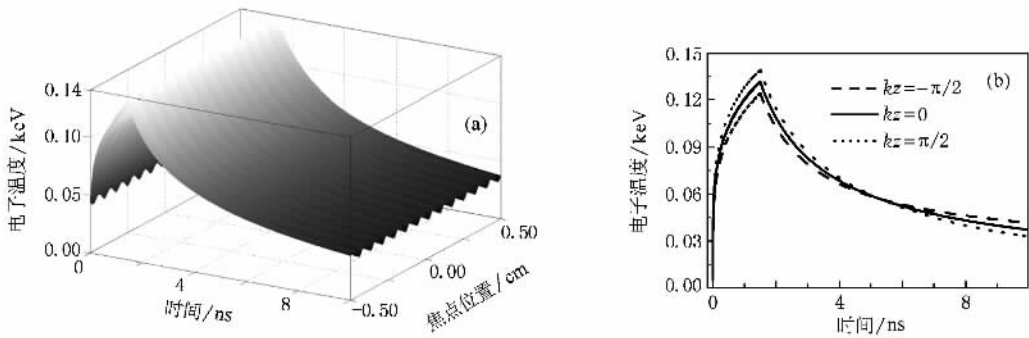


图 4 等离子体的温度随时间的变化 (a) 等离子体温度随时间和空间的变化 (b) 初始光强最高点和最低点温度随时间的变化. 条件同图 3

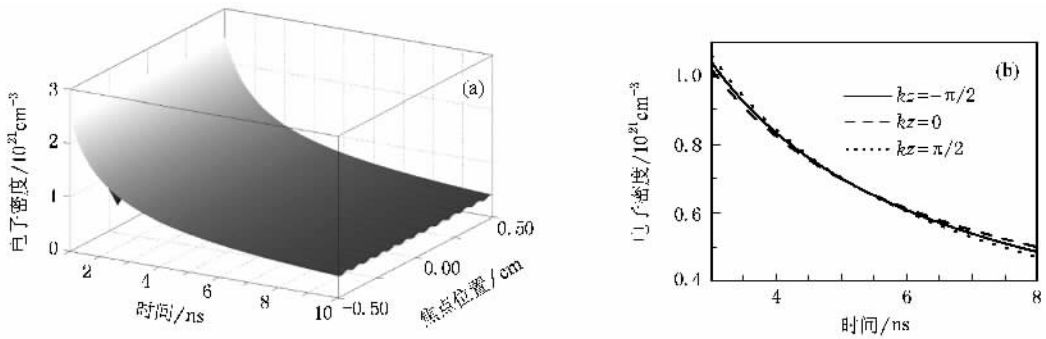


图 5 等离子体密度随时间的变化 (a) 等离子体密度随时间和空间的变化 (b) 初始光强最高点和最低点密度随时间的变化. 条件同图 3

离子体的电子温度会随时间增加而降低, 而等离子体的电离度需要一定的温度才能维持. 第一次平衡所用的时间最短, 这有利于维持等离子体的电离度达到类 Ne. 并且根据式 (10), 第一次平衡的时间与光强的变化相反, 即光强越强, 第一次平衡所需要的时间越短. 因此可以在保持等离子体在所需要的电离度条件下, 通过改变激光强度来控制等离子体第一次达到平衡时的延迟时间, 从而达到优化实验的目的. 这样的优化远比将线聚焦系统加工到理想状态更为容易.

## 6. 结 论

综上所述, 当驱动激光光强沿着线聚焦方向存在梯度时, 在激光作用时间内, 密度和温度的梯度随时间的增加而增大. 随着时间的推移, 由于激光加

热使等离子体温度不断上升; 而由于等离子体的膨胀又会使密度不断减小. 激光作用结束后, 温度和密度都随着时间的增加而减小, 且它们的梯度也随着时间降低. 对于类 Ne 的 Ti, 经过一段时间的演化, 温度和密度在大约 5—6 ns 的时候都会达到平衡.

需要注意的是, 如果平衡所需时间较长, 那么预-主脉冲之间的延迟时间也要较长. 但是如果延迟时间太长, 温度下降太多, 等离子体的电离度就会降低, 使离子达不到类 Ne 状态, 这将不利于 X 射线激光的输出. 所以为了能够得到高质量的 X 射线激光, 实验中需要根据不同元素优化激光强度、延迟时间等参数.

感谢北京应用物理与计算数学研究所张广财研究员对本文工作所给予的悉心指导.

- [ 1 ] DaSilva L B , Trebes J E , Balhorn R , Mrowka S , Anderson E , Attwood D T , Barbee T W , Brase J Jr , Corzett M , Gray J 1992 *Science* **258** 269
- [ 2 ] Wang C , Gu Y , Fu S Z , Wu J , Wang W , Sun Y Q , Dong J Q , Sun J R , Wang R R , Ni Y L , Wan B G , Zhou G L , Huang G L , Zhang G P , Lin Z Q , Wang S J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 847 ( in Chinese ) [ 王琛、顾援、傅思祖、吴江、王伟、孙玉琴、董佳钦、孙今人、王瑞荣、倪元龙、万炳根、周关林、黄关龙、张国平、林尊琪、王世绩 2002 物理学报 **51** 847 ]
- [ 3 ] Suckewer S , Skinner C H , Milchberg H , Keane C , Voorhees 1985 *Phys. Rev. Lett.* **55** 1753
- [ 4 ] Lee T N , McLean E A , Elton R C 1987 *Phys. Rev. Lett.* **59** 1185
- [ 5 ] Boehly T , Russotto M , Craxton R S , Epstein R , Yaakobi B , Da Silva L B , Nilsen J , Chandler E A , Fields D J , MacGowan B J , Matthews D L , Scofield J H , Shinkaveg G 1990 *Phys. Rev. A* **42** 6962
- [ 6 ] MacGowan B J , DaSilva L B , Fields D J , Keane C J , Maxon S , Osterheld A L , Scofield J H , Shinkaveg G 1990 *Phys. Rev. Lett.* **65** 2374
- [ 7 ] Zhang J , MacPhee A G , Lin J , Wolfrum E , Smith R , Danson C , Key M H , Lewis C L S , Neely D , Nilsen J , Pert G J , Tallents G J , Wark J S 1997 *Science* **276** 1097
- [ 8 ] Ozaki T , Ganeev R A , Ishizawa A , Kanai T , Kuroda H 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 253902
- [ 9 ] Li R , Ozaki T , Kanai T , Kuroda H 1998 *Phys. Rev. E* **57** 7093
- [ 10 ] Keenan R , Dunn J , Shlyaptsev V N , Smith R F , Patel P K , Price D F 2004 *Talk on the 9th International Conference of X-Ray Lasers* Beijing , China
- [ 11 ] Dong Q L , Yan F , Zhang J , Zhong J Y , Zhao J , Sheng Z M , Li H M , Li Y J 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 603
- [ 12 ] Keenan R , Dunn J , Patel P K , Price D F , Smith R F , Shlyaptsev V N 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 103901
- [ 13 ] Yan F , Zhang J 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 2524 ( in Chinese ) [ 燕飞、张杰 2002 物理学报 **51** 2524 ]
- [ 14 ] Pang H L , Li Y J , Lu X , Zhang J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 6382 ( in Chinese ) [ 庞海龙、李英骏、鲁欣、张杰 2006 物理学报 **55** 6382 ]
- [ 15 ] Qiao X M , Zheng W D , Zhang G P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 5639 ( in Chinese ) [ 乔秀梅、郑无敌、张国平 2008 物理学报 **57** 5639 ]
- [ 16 ] Qiu Y , Huang H Y , Fan D Y , Wang S S , Chen W N , Deng X M 1994 *Acta Opt. Sin.* **14** 1198 ( in Chinese ) [ 丘悦、黄宏一、范滇元、王树森、陈万年、邓锡铭 1994 光学学报 **14** 1198 ]
- [ 17 ] Wang C , Huang G L , Wang W , Yang J , Lin Z Q , Gu Y , Wang S J 2002 *Chin. J. Lasers A* **29** 37 ( in Chinese ) [ 王琛、黄关龙、王伟、杨军、林尊琪、顾援、王世绩 2002 中国激光 **A 29** 37 ]
- [ 18 ] Li Y J , Zhang J , Teng A P 2001 *Chin. Phys.* **10** 516
- [ 19 ] Li Y J , Zhang J 2001 *Phys. Rev. E* **63** 036410

## Two-dimensional plasma hydrodynamic of X-ray laser based on self-similarity model

Meng Li-Min<sup>1,2)</sup> Teng Ai-Ping<sup>1)</sup> Li Ying-Jun<sup>1)</sup> Cheng Tao<sup>1,2)</sup> Zhang Jie<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> College of Sciences , China University of Mining and Technology , Beijing 100083 , China )

<sup>2)</sup> Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100190 , China )

( Received 23 October 2008 ; revised manuscript received 6 December 2008 )

### Abstract

A simplified two-dimensional plasma hydrodynamic modal of X-ray laser on slab target is proposed on the basis of self-similarity method. The properties of two-dimensional hydrodynamics of X-ray laser plasma are studied using the model. It is shown that after the action of driving laser , the electron temperature and the electron density along the focus line will tend to equilibrium with elapse of time. This result has an important meaning in the optimized design of the experiment on the X-ray laser.

**Keywords :** X-ray laser , two-dimensional hydrodynamics calculation , self-similarity method

**PACC :** 4255V , 4260H

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10874242 , 10775018 ) , the State Key Development Program for Basic Research of China ( Grant No. 2007CB15105 ) and the Doctoral Program Foundation of Institution of Higher Education of China ( Grant No. 20070290008 ).

† Corresponding author. E-mail :lyj@aphy.iphy.ac.cn