

# 利用单飞秒激光脉冲驱动类 氙钛 X 射线激光的研究\*

郑炳松<sup>1)</sup> 孙彦乾<sup>1)2)</sup> 陈 俞<sup>1)</sup> 马景龙<sup>2)</sup> 李英骏<sup>1)2)†</sup>

1) (中国矿业大学(北京)深部岩土力学与地下工程国家重点实验室, 北京 100083)

2) (中国科学院物理研究所, 北京凝聚态物理国家实验室, 北京 100190)

(2010 年 1 月 18 日收到; 2010 年 1 月 28 日收到修改稿)

提出了一种利用单飞秒激光脉冲驱动类氙钛 X 射线激光的物理方案. 利用自相似方法研究了不同脉冲前沿的单飞秒激光辐照钛平板靶产生的类氙钛 X 射线激光等离子体的特性, 得到了电子温度、电子密度和定标长度三者的定标律, 讨论了给定输入参数下各定标律曲线的特性. 研究表明, 利用单个飞秒激光能够实现 X 射线激光的产生, 而且脉冲前沿强度随时间增长平缓的飞秒激光有利于驱动 X 射线激光. 本研究为实验上实现单飞秒激光脉冲驱动 X 射线激光提供了一种新的方案.

**关键词:** X 射线激光, 激光等离子体, 自相似方法, 飞秒激光

**PACC:** 4255V, 5250J, 4280W

## 1. 引 言

X 射线激光兼有波长短、穿透力强、方向性好和相干性好的优点, 在生物体全息照相、固体材料结构探测、等离子体诊断和惯性约束聚变等领域有着深远的应用前景<sup>[1-3]</sup>. 目前获得 X 射线激光的主要途径是利用高功率激光驱动下等离子体的电子碰撞激发机制. 1985 年物理学家首次证实了利用电子碰撞激发机制实现 X 射线激光的可行性<sup>[4]</sup>. 为了提高产生 X 射线激光的效率以及发展实用的台式 X 射线激光器, 科学家付出了不懈的努力<sup>[1,5]</sup>. 研究发现, “传统”的电子碰撞激发 X 射线激光在准稳态 (QSS) 区域可以通过能量不到 100 J 的光学激光泵浦得到, 而且饱和 X 射线激光的波长正不断靠近“水窗”, 但饱和输出及效率的提高需要通过利用预脉冲技术减小 X 射线激光的折射实现. 1989 年, 基于“传统”的电子碰撞激发方案, Afanasiev 等<sup>[6]</sup>首先提出了瞬态碰撞激发 (TCE) 方案, 随后在理论上也有人进行了发展<sup>[7]</sup>. TCE 的主要机理是利用短脉冲快速加热等离子体, 从而形成电子温度极高、离子

温度极低的特殊瞬态. 这样的瞬态可以产生极高的增益系数. 1997 年 Max-Born 研究院首次利用了两个脉冲 (纳秒脉宽的预脉冲和皮秒脉宽的主脉冲) 的预脉冲技术, 利用不到 10 J 的能量驱动类氙钛 3p—3s ( $J=0-1$ ) 的跃迁产生了 32.6 nm 的激光, 其增益高达  $19 \text{ cm}^{-1}$ <sup>[8]</sup>. 此后, 利用预-主脉冲技术实现类镍钡和类镍锗等 X 射线激光的实验相继获得成功<sup>[9,10]</sup>. 目前为止, 对 X 射线激光的实验、理论和数值模拟研究都取得了丰硕的成果<sup>[11-15]</sup>.

TCE 等预脉冲技术产生 X 射线激光都要利用两个脉冲. 激光驱动类氙或类镍 X 射线激光要求预脉冲产生的等离子体的电子密度、电子温度和标长等参数都必须满足相应的条件. 因此, 实验上要预脉冲和后续脉冲进行优化控制<sup>[12]</sup>. 本文利用单个脉冲驱动类氙钛 X 射线激光, 既减少了实验上优化控制多脉冲的困难, 又为 X 射线激光的产生提供了一种新的方案.

通常的飞秒激光脉冲都带有一定宽度的前沿<sup>[16]</sup>. 本文研究的飞秒激光脉冲前沿宽度为纳秒量级. 首先脉冲前沿辐照钛平板靶产生类氙等离子体, 然后主脉冲快速加热等离子体中的电子使其满

\* 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) 和国家自然科学基金 (批准号: 10874242) 资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: lyj@aphy.iphy.ac.cn

足碰撞激发 X 射线的条件. 本文先给出了自相似性方程以及方程的解析解. 然后对所得结果进行了分析和讨论.

## 2. 单脉冲条件下自相似性方程以及方程的解析解

在预-主脉冲辐照平板靶和 TCE 机理下产生 X 射线激光的理论研究中, 李英骏等<sup>[12,17]</sup>成功地运用了自相似方法, 所得结果与实验结果和数值模拟结果一致. 本文采用自相似方法研究了单脉冲飞秒激光驱动类氦钛 X 射线激光的可行性.

纳秒脉宽前沿的飞秒脉冲驱动类氦钛 X 射线激光与预-主脉冲技术产生 X 射线激光的物理机理相似. 首先脉冲前沿烧蚀钛平板靶产生等离子体并形成合适的密度分布和类氦离子, 然后飞秒脉冲迅速加热等离子体, 使其达到电子温度高而离子温度低的状态. 由于增益系数正比于电子温度而反比于离子温度的平方根, 这样的状态有利于产生高的 X 射线增益. X 射线增益发生在激光等离子体的冕区, 即电子密度  $n_e$  小于临界密度  $n_c$  的区域. 对于钛-类氦等离子体, 假设它的冕区等温且均匀膨胀, 那么对应的自相似性方程为<sup>[12,17]</sup>

$$LC_s \left( \frac{t}{2} \frac{d \ln T}{dt} + 1 \right) = \frac{p t}{\rho}, \quad (1)$$

$$C_v \frac{dT}{dt} = H - \frac{p}{\rho t}, \quad (2)$$

这里,  $t$  是时间,  $p$ ,  $T$  和  $L$  分别是压强、温度和标长.  $C_s = T^{1/2} Z^{1/2} / M_i^{1/2}$  是等温声速,  $Z$  是平均离子电荷,  $M_i$  是离子质量.  $C_v$  是单位质量的热容.  $\rho = (m/L) \exp(-x/L)$  是等离子体的质量密度<sup>[12]</sup>.  $x$  是垂直于靶面的坐标轴.  $m$  是脉冲前沿辐照靶时产生的烧蚀质量. 当等离子体均匀膨胀时<sup>[12]</sup>,

$$dm/dt = 1.7 \times 10^{-4} I^{2/3} (A/(Z+1))^{7/6} / (Z t \lg A)^{1/3}, \quad (3)$$

这里,  $m$  的单位是  $\text{g}/\text{cm}^2$ ,  $t$  的单位是 ns,  $I$  的单位是  $\text{W}/\text{cm}^2$ ,  $A$  是元素的原子序数,  $\lg A$  是 Coulomb 对数.  $H$  是单位质量的净热流. 脉冲前沿与等离子体相互作用过程中, 能量的吸收机理主要是逆韧致吸收, 即  $H = (I/m) [1 - \exp(-\tau_{\text{ib}})]$ ,  $I$  是通过等离子体的总光强,  $\tau_{\text{ib}}$  是等离子体逆韧致吸收的光学厚度,  $\tau_{\text{ib}} = \int \kappa_{\text{ib}} dx$ ,  $\kappa_{\text{ib}}$  是逆韧致吸收系数, 其形式为<sup>[12]</sup>

$$\kappa_{\text{ib}} = \frac{(4/3) (2/\pi)^{1/2} Z e^6 (\lg A) \lambda^2 n_e^2}{c^3 (m_e T)^{3/2} (1 - n_e/n_c)^{1/2}}, \quad (4)$$

这里,  $\lambda$  是激光波长,  $n_e$  是电子密度,  $n_c$  是临界电子密度,  $m_e$  是电子的质量,  $c$  是光速,  $e$  是电子电量. 对于冕区  $n_e \leq n_c$ , 本文采用平均离子电荷态模型<sup>[12]</sup>

$$Z \approx (2/3) [AT_e(\text{eV})]^{1/3}. \quad (5)$$

根据飞秒脉冲激光脉冲前沿的特点, 我们考虑了以下 3 种典型脉冲前沿的飞秒激光:

$$I^{(0)} = \begin{cases} I_0^{(0)} t^2 & (0 \leq t < t_{1L}), \\ I_1^{(0)} & (t_{1L} \leq t \leq t_{2L}), \end{cases} \quad (6a)$$

$$I^{(1)} = \begin{cases} I_0^{(1)} t^{1/2} & (0 \leq t < t_{1L}), \\ I_1^{(1)} & (t_{1L} \leq t \leq t_{2L}), \end{cases} \quad (6b)$$

$$I^{(2)} = \begin{cases} I_0^{(2)} t^{1/4} & (0 \leq t < t_{1L}), \\ I_1^{(2)} & (t_{1L} \leq t \leq t_{2L}). \end{cases} \quad (6c)$$

即假设脉冲前沿强度随时间按不同的幂函数增长, 来研究脉冲前沿强度随时间增长的趋势对电子温度、电子密度和标长产生的影响.

### 2.1. 脉冲前沿的解析解

脉冲前沿作用在钛靶上生成一定标长的等离子体. 为了实现 X 射线激光的泵浦, 等离子体的密度梯度、温度和离化度等参数都必须满足相应的条件. 在冕区的等温膨胀阶段, 对于入射激光, 等离子体是光学透明的, 即  $H \approx I \tau_{\text{ib}}/m$ . 利用(5)式, 等离子体的状态方程(EOS)可以写为

$$p = (2/3) (\text{eV})^{1/3} A^{1/3} T^{4/3} \rho / M_i, \quad (7)$$

$$C_v = (1/(\text{eV})^{1/3}) A^{1/3} T^{1/3} / M_i. \quad (8)$$

在脉冲作用时间内, 加热和离化过程主要发生在等离子体密度的临界面附近, 相应的逆韧致吸收光学厚度为<sup>[12]</sup>

$$\tau_{\text{ib}} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{2N_0^2 e^6 Z^3 m^2 \lambda^2 A}{3c^3 m_e^{3/2} A^2 T^{3/2} L}, \quad (9)$$

在冕区,  $A$  可视为常数(在本文中,  $A = 5$ ). 利用已给定的条件, 求解自相似性方程(1)和(2). 当初始条件的影响消失后, 方程的解析解为

$$\begin{aligned} T^{(0)} &= 3.14816 \text{ keV} I_0^{(0)5/9} \underline{A}^{2/9} \underline{A}^{2/9} \underline{\lambda}^{2/3} \underline{t}^{4/3}, \\ T^{(1)} &= 4.31301 \text{ keV} I_0^{(1)5/9} \underline{A}^{2/9} \underline{A}^{2/9} \underline{\lambda}^{2/3} \underline{t}^{1/2}, \\ T^{(2)} &= 4.69083 \text{ keV} I_0^{(2)5/9} \underline{A}^{2/9} \underline{A}^{2/9} \underline{\lambda}^{2/3} \underline{t}^{13/36}, \\ L^{(0)} &= 2.39046 \times 10^{-2} \text{ cm} I_0^{(0)10/27} \\ &\quad \times \underline{A}^{-2/27} \underline{A}^{4/27} \underline{\lambda}^{4/9} \underline{t}^{17/9}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned}
L^{(1)} &= 3.9316 \times 10^{-2} \text{ cm} I_0^{(1)10/27} \\
&\quad \times \underline{A}^{-2/27} \underline{\Lambda}^{4/27} \underline{\lambda}^{4/9} \underline{t}^{4/3}, \\
L^{(2)} &= 4.40257 \times 10^{-2} \text{ cm} I_0^{(2)10/27} \\
&\quad \times \underline{A}^{-2/27} \underline{\Lambda}^{4/27} \underline{\lambda}^{4/9} \underline{t}^{67/54}, \quad (11) \\
n_0^{(0)} &= 12.9421 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} I_0^{(0)11/54} \\
&\quad \times \underline{A}^{4/27} \underline{\Lambda}^{-2/54} \underline{\lambda}^{-5/9} \underline{t}^{-\frac{1}{9}}, \\
n_0^{(1)} &= 13.2742 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} I_0^{(1)11/54} \\
&\quad \times \underline{A}^{4/27} \underline{\Lambda}^{-2/54} \underline{\lambda}^{-5/9} \underline{t}^{-\frac{5}{12}}, \\
n_0^{(2)} &= 13.4304 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} I_0^{(2)11/54} \\
&\quad \times \underline{A}^{4/27} \underline{\Lambda}^{-2/54} \underline{\lambda}^{-5/9} \underline{t}^{-\frac{101}{216}}, \quad (12)
\end{aligned}$$

这里,  $T^{(0)}$ ,  $T^{(1)}$  和  $T^{(2)}$  分别是(6a), (6b)和(6c)式所表示的三种脉冲前沿产生的等离子体的电子温度.  $L^{(0)}$ ,  $L^{(1)}$  和  $L^{(2)}$  分别是(6a), (6b)和(6c)式所表示的三种脉冲前沿产生的等离子体的标长.  $n_0$  是电子密度  $n_e$  的最大值, 即  $n_e = n_0 \exp(-x/L)$ . (6a), (6b)和(6c)三种脉冲前沿产生的等离子体的  $n_0$  分别为  $n_0^{(0)}$ ,  $n_0^{(1)}$  和  $n_0^{(2)}$ . 为了简化计算, 本文采用方便单位<sup>[17]</sup>, 相关变量加上下划线表示, 见表 1.

表 1 规范化的变量

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

## 2.2. 飞秒脉冲的解析解

当脉冲前沿停止时, 飞秒脉冲开始快速加热等离子体. 飞秒脉冲作用的时间非常短, 在快速加速等离子体的过程中可视其强度为常数. 在它作用的阶段, 等离子体的质量  $m^{(i)}$  可视作常数, 且等于  $t_{1L}$  时刻等离子体的质量,  $i = 0, 1, 2$  分别对应(6a), (6b)和(6c)三种脉冲前沿. 等离子体的净热流  $H$  和电离度  $Z$  也视为常数. 利用  $t_{1L}$  时刻的初始条件, 求解自相似性方程(1)和(2), 相应的解析解为

$$T^{(i)} = a_0^{(i)} \underline{t} \left( 1 - \underline{t}_{1L}^{5/3} \underline{t}^{-5/3} + \frac{T_{1L} \underline{t}_{1L}^{2/3}}{a_0^{(i)}} \underline{t}^{-5/3} \right), \quad (13)$$

这里,  $a_0^{(i)} = 20.04 \text{ keV } \underline{I}_1^{(i)} \underline{A} / \underline{m}^{(i)} \underline{Z}$ ,  $T_{1L}$  是  $t_{1L}$  时刻的电子温度.

$$L^{(i)} = L_0^{(i)} \underline{t}^{3/2} \left( 1 - \underline{t}_{1L}^{5/3} \underline{t}^{-5/3} + \frac{L_{1L}^2}{L_0^{(i)2} \underline{t}_{1L}^{4/3}} \underline{t}^{-5/3} \right)^{1/2}, \quad (14)$$

这里,  $L_0^{(i)} = 5.17 \times 10^{-2} \text{ cm} \underline{I}_2^{(i)1/2} / \underline{m}^{(i)1/2}$ ,  $L_{1L}$  是  $t_{1L}$  时刻的标长.

$$n_0^{(i)} = n_1^{(i)} \underline{t}^{-3/2} \left( 1 - \underline{t}_{1L}^{5/3} \underline{t}^{-5/3} + \frac{n_1^{(i)2}}{n_{1L} \underline{t}_{1L}^{4/3}} \underline{t}^{-5/3} \right)^{-1/2}, \quad (15)$$

其中,  $n_1^{(i)} = 3.64 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3} \underline{I}_1^{(i)-1/2} \underline{m}^{(i)3/2} \underline{A}^{-1} \underline{Z}$ ,  $n_{1L}$  是  $t_{1L}$  时刻的  $n_0$ .

## 2.3. 激光脉冲停止后的解析解

飞秒脉冲停止后, 等离子体开始绝热膨胀. 利用  $t_{2L}$  时刻的初始条件, 求解自相似性方程, 相应的解析解为

$$T^{(i)} = T_{2L}^{(i)} \underline{t}_{2L}^{2/3} \underline{t}^{-2/3}, \quad (16)$$

$$L^{(i)} = L_{2L}^{(i)} \underline{t}_{2L}^{5/9} \underline{t}^{-5/9}, \quad (17)$$

$$n_0^{(i)} = n_{2L}^{(i)} \underline{t}_{2L}^{7/9} \underline{t}^{-7/9}, \quad (18)$$

其中,  $T_{2L}$ ,  $L_{2L}$  和  $n_{2L}$  分别是  $t_{2L}$  时刻等离子体的温度、标长和  $n_0$ .

## 3. 结果与讨论

我们知道, 预-主脉冲技术所用的预脉冲一般可视为平顶脉冲. 文献[12, 17]给出了平顶预脉冲辐照平板靶生成的等离子体的标长、电子温度和电子密度的定标律特性. 由于飞秒脉冲前沿不能被视为平顶预脉冲, 因此, 本文将平顶预脉冲作为讨论 3 类典型脉冲前沿结构的参考. 在以下各图中,  $I_0^{(3)}$  表示平顶预脉冲的光强,  $T^{(3)}$  和  $L^{(3)}$  分别是平顶预脉冲所对应的电子温度和标长, 它所产生的等离子体的  $n_0$  为  $n_0^{(3)}$ .

图 1 给出了不同脉冲的强度随时间变化的情况. 图 1 中输入的激光参数有  $I_0^{(0)} = 0.0739506 \times 10^{11} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{ns}^2)$ ,  $I_0^{(1)} = 0.469131 \times 10^{11} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{ns}^{1/2})$ ,  $I_0^{(2)} = 0.603101 \times 10^{11} \text{ W}/(\text{cm}^2 \cdot \text{ns}^{1/4})$ ,  $I_0^{(3)} = 1.25622 \times 10^{11} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\Delta t_{1L} = 5 \text{ ns}$ . 为了方便比较, 这里假设平顶预脉冲与 3 种脉冲前沿的脉宽都相等, 由图 1 可知, (6a), (6b)和(6c)对应的 3 种脉冲前沿的强度随时间增长的趋势依次减缓. 为了简化计算, 下面假定 3 种飞秒脉冲的强度和脉宽都相等, 且它们的波长等于平顶预脉冲的波长,  $\lambda = 1.053 \mu\text{m}$ ,  $I_0^{(0)} = I_0^{(1)} = I_0^{(2)} = 10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ ,  $\Delta t_{2L} = 300 \text{ fs}$  ( $1 \text{ fs} = 10^{-15} \text{ s}$ ). 图 2 给出了(6b)类脉冲的光强随时间变化的情况. 图 2 输入的参数有  $I_0^{(1)} = 0.469131 \times$

$10^{11} \text{ W}/(\text{ cm}^2 \cdot \text{ ns}^{1/2})$ ,  $\Delta t_{1L} = 5 \text{ ns}$ ,  $I_0^{(1)} = 10^{19} \text{ W}/\text{ cm}^2$ ,  $\Delta t_{2L} = 300 \text{ fs}$ .

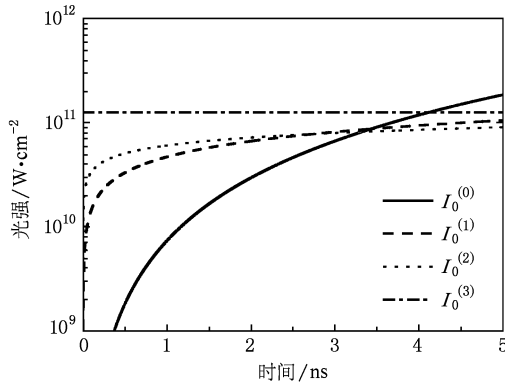


图1 不同脉冲的强度随时间变化的曲线

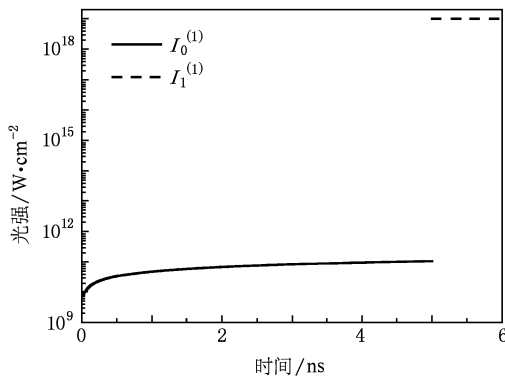


图2 (6b)类脉冲的光强随时间变化的曲线

由(5)式可知,电子温度保持恒定的时间越长,单脉冲辐照钛靶产生的类氩离子越多.由(10)式可知:(6a)类脉冲前沿对应的电子温度随时间不断升高且越来越快,即(6a)类单脉冲可以产生类氩等离子体,但等离子体保持类氩离子的状态所持续的时间很短;(6b)和(6c)类脉冲前沿对应的电子温度随时间也不断升高,但越来越慢,最后趋向平缓,这与平顶预脉冲的情况一致.如果(6b)和(6c)类脉冲前沿的脉宽越长,那么在前沿后期电子温度可以近似视为恒定,即(6b)和(6c)类单脉冲也可以产生类氩等离子体,但等离子体保持类氩离子的状态所持续的时间可以变得很长.因此,不同前沿结构的单脉冲都可以实现类氩等离子体的产生,即都可以为 X 射线激光提供放大增益区.但是,前沿强度随时间增长越来越平缓的单脉冲更加有利于 X 射线激光的放大增益.图3给出了不同脉冲对应的电子温度随时间变化的情况.在图3中,输入的激光参数为

$I_0^{(0)} = 0.0739506 \times 10^{11} \text{ W}/(\text{ cm}^2 \cdot \text{ ns}^2)$ ,  $I_0^{(1)} = 0.469131 \times 10^{11} \text{ W}/(\text{ cm}^2 \cdot \text{ ns}^{1/2})$ ,  $I_0^{(2)} = 0.603101 \times 10^{11} \text{ W}/(\text{ cm}^2 \cdot \text{ ns}^{1/4})$ ,  $I_0^{(3)} = 1.25622 \times 10^{11} \text{ W}/\text{ cm}^2$ , 其他参数如上所述.由图3可知,当  $t = 5 \text{ ns}$  时,不同脉冲对应的温度都相等,由(10)式可以求出此温度,  $T^{(0)} = T^{(1)} = T^{(2)} = T^{(3)} = 0.121754 \text{ keV}$ . 而由(5)式又可以得到将等离子体离化为类氩等离子体的温度为  $T = 0.121754 \text{ keV}$ . 因此,当脉冲前沿结束时,以上各种类型的激光单脉冲都具备了将等离子体离化为类氩等离子体的条件,即我们提出的实现 X 射线激光的新方案是可行的.我们知道,在不同类型的预脉冲中,平顶预脉冲最有利于类氩等离子体的产生.图3表明,与(6a)类脉冲前沿相比,(6b)和(6c)类脉冲前沿对应的电子温度标度律特性与平顶预脉冲对应的更为相似.在脉冲前沿后期,(6b)和(6c)类脉冲产生的等离子体都出现了温度近似恒定的时间段,这非常有利于类氩离子的大量产生,即更加有利于提高 X 射线激光的增益.总之,由图3可知,只要脉冲前沿的光强选择合适,不同类型的激光单脉冲前沿辐照钛平板靶都可以实现类氩等离子体的产生.但是,前沿强度随时间增长越来越平缓的单脉冲更加有利于类氩离子的大量产生以及类氩等离子体的形成.

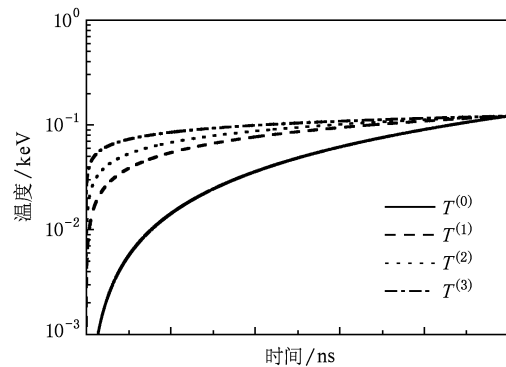


图3 不同脉冲对应的温度随时间变化的曲线

激光等离子体的标长越长,电子密度的空间分布就越平缓(即梯度越小),而 X 射线激光就越容易形成,且越容易传播放大.我们知道,脉冲前沿脉宽越长,激光等离子体的标长也越长.图4是不同脉冲对应的标长随时间变化的曲线.在图4中,输入的激光参数与图3相同.由图4可知,当脉冲前沿停止时,3种脉冲对应的标长都大于  $100 \mu\text{m}$ ,且(6a)类脉冲前沿对应的标长最小,(6b)和(6c)类脉冲前沿对应的标长都大于平顶预脉冲对应的标长.因此,

在保证类氦等离子体都可以产生的前提下,前沿强度随时间增长越来越平缓的单脉冲所对应的电子密度的空间分布就越平缓.图5给出了 $t=2\text{ ns}$ 时刻不同脉冲对应的电子密度的空间分布情况.这里输入的激光参数与图3相同.图5表明,与平顶预脉冲相比,(6b)和(6c)类脉冲前沿对应的电子密度的空间分布更为平缓,而(6a)类脉冲前沿所对应的电子密度的空间分布更陡.图6给出了 $x=50\text{ }\mu\text{m}$ 处不同脉冲对应的电子密度随时间变化的曲线.这里输入的激光参数与图3相同.当 $t=5\text{ ns}$ 时,它们对应的电子密度都大于 $10^{20}\text{ cm}^{-3}$ .在脉冲前沿后期,(6b)和(6c)类脉冲前沿对应的电子密度非常接近,且与平顶预脉冲所对应的电子密度接近,而(6a)类脉冲前沿对应的电子密度与平顶预脉冲所对应的电子密度偏离较大.因此,通过此处的分析可知,前沿强度随时间增长越来越平缓的单脉冲产生的等离子体更加有利于X射线激光的形成和传播.

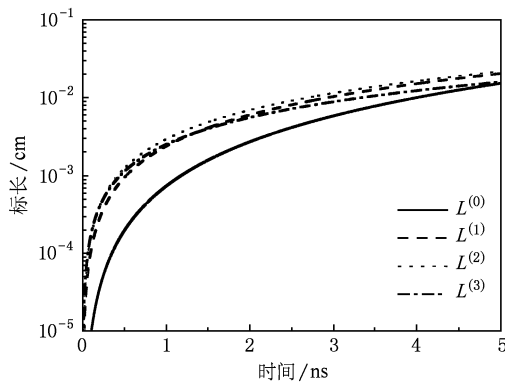


图4 不同脉冲对应的标长随时间变化的曲线

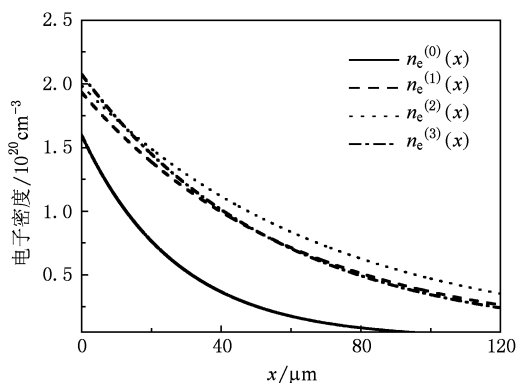


图5 不同脉冲对应的电子密度的空间分布曲线 ( $t=2\text{ ns}$ )

脉冲前沿辐照钛靶生成类氦等离子体的效率的高低与脉宽的长短和强度的高低有关.一般地,

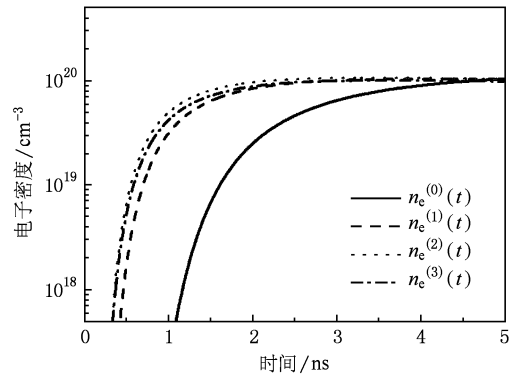


图6 不同脉冲对应的电子密度随时间变化的曲线 ( $x=50\text{ }\mu\text{m}$ )

在保证可以生成类氦等离子体并实现离子和电子的热力学平衡的前提下,前沿脉宽越长、强度越低,效率就越高.图7给出了(6b)类脉冲前沿在不同脉宽和不同强度下对应的电子温度随时间变化的情况.这里, $T_1$ 是 $t\leq 5\text{ ns}$  ( $\Delta t_{IL}=5\text{ ns}$ )时 $I_0^{(1)}=10^{11}\text{ W/cm}^2\cdot\text{ns}^{1/2}$ 对应的电子温度的定标律曲线, $T_2$ 是 $t\leq 3\text{ ns}$  ( $\Delta t_{IL}=3\text{ ns}$ )时 $I_0^{(1)}=10^{12}\text{ W/cm}^2\cdot\text{ns}^{1/2}$ 对应的电子温度的定标律曲线.由图7可知,实现相同的电子温度既可以采用高强度、短脉宽的脉冲前沿,也可以采用低强度、长脉宽的脉冲前沿,但是后者对应的电子温度随时间变化的曲线更为平缓,这将更有利于类氦离子的产生,即更加有利于类氦等离子体的形成.

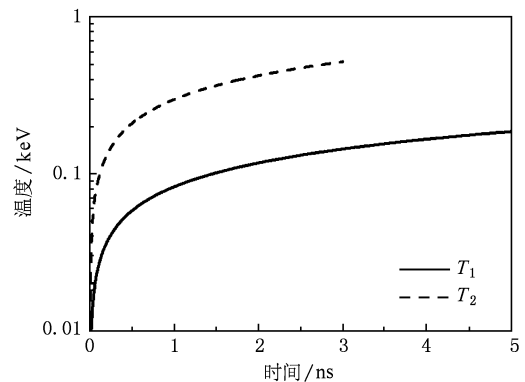


图7 不同输入参数下(6b)类脉冲前沿对应的温度随时间变化的曲线

当脉冲前沿停止后,飞秒脉冲快速地加热等离子体,使得电子温度发生突变,最后满足 $T_e\geq\Delta E_n$ ,其中 $\Delta E_n$ 是激光激发的上能级能量<sup>[16]</sup>.使电子温度满足此条件是为了实现X射线激光的增益优化,

$\Delta E_0$  一般小于 1 keV. 图 8 给出了(6b)类飞秒激光对应的电子温度随时间变化的曲线. 这里,  $\Delta t_{1L} = 3$  ns,  $\Delta t_{2L} = 300$  fs,  $I_0^{(1)} = 10^{11}$  W/(cm<sup>2</sup> · ns<sup>1/2</sup>),  $I_1^{(1)} = 10^{19}$  W/cm<sup>2</sup>. 如图 8 所示, 在脉冲前沿阶段电子温度小于 1 keV, 而在飞秒脉冲阶段电子温度高于 1 MeV. 因此, 优化增益是可以实现的. 由于飞秒脉冲宽度非常短且离子的质量远大于电子的质量, 当飞秒脉冲快速加热等离子体时, 离子来不及响应主脉冲的作用, 因此离子的温度相对电子的温度仍然很低. 因为 X 射线激光的增益系数与电子的温度成正比, 而与离子的温度的平方根成反比, 所以飞秒脉冲宽度越短就越有利于增益系数的提高. 由(14)式可知, 电子温度与飞秒脉冲的强度成正比例关系. 如果飞秒脉冲的强度越高, 那么电子的温度也就越高, 这就更加有利于 X 射线激光增益系数的提高.

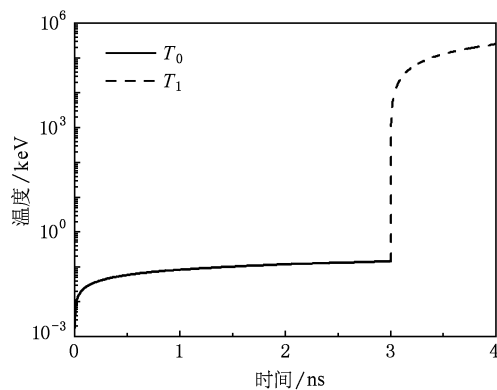


图 8 (6b)类脉冲对应的温度随时间变化的曲线

## 4. 结 论

利用自相似方法, 研究了不同脉冲前沿的飞秒激光辐照钛平板靶生成的类氩等离子体, 给出了电子温度、标长和电子密度三者的定标律. 在给定输入参数的情况下, 讨论了三者的定标律曲线特性, 分析了不同脉冲前沿对它们的影响, 并考虑了在驱动 X 射线激光中飞秒激光的优势.

研究表明, 虽然脉冲前沿光强的形状不同, 但它们都能够在飞秒脉冲到达前实现类氩等离子体的状态, 可见单飞秒激光脉冲驱动类氩钛 X 射线激光是可行的. 但是, 从优化的角度来讲, 如果脉冲前沿的强度随时间增长越来越快, 那么它所对应的电子温度随时间增长也越来越快, 这将不利于类氩等离子体较长时间的维持. 如果脉冲前沿的强度随时间增长越来越平缓, 那么在前沿后期, 它所对应的电子温度可以近似视为不变, 而且相应的标长和电子密度两者的定标律特性与平顶脉冲前沿所对应的结果一致, 即此类型的脉冲与平顶预脉冲-主脉冲技术驱动 X 射线激光所得到的结论符合.

总之, 利用单激光脉冲可以实现 X 射线激光的产生, 且前沿强度随时间增长平缓的脉冲有利于驱动 X 射线激光. 这个产生 X 射线激光的新方案既可以减少实验上优化控制预脉冲与后续脉冲的麻烦, 也节省了驱动 X 射线激光所用的激光能量.

- [1] Zhang J, Macphee A G, Nilsen J, Lin J, Barbee T W, Danson C, Key M H, Lewis L S, Neely D, O'Rourke R M N, Pert G J, Smith R, Tallents G J, Wark J S, Wolfrum E 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3856
- [2] Zheng W D, Zhang G P, Wang S, Sun J R, Fang Z H, Gu Y, Fu S Z 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3984 (in Chinese) [郑无敌、张国平、王琛、孙今人、方智恒、顾援、傅思祖 2007 物理学报 **56** 3984]
- [3] Wang S, Fang Z H, Sun J R, Wang W, Xiong J, Ye J J, Fu S Z, Gu Y, Wang S J, Zheng W D, Ye W H, Qiao X M, Zhang G P 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7770 (in Chinese) [王琛、方智恒、孙今人、王伟、熊俊、叶君建、傅思祖、顾援、王世绩、郑无敌、叶文华、乔秀梅、张国平 2008 物理学报 **57** 7770]
- [4] Matthews D L, Hagelstein P L, Rosen M D, Eckart M J, Ceglio N M, Hazi A U, Medeeke H, MacGowan B J, Trebes J E, Whitten B L, Campbell E M, Hatcher C W, Hawryluk B L, Kauffman R L, Pleasance L D, Rambath G, Scfield J H, Stone G, Weaver T A 1985 *Phys. Rev. Lett.* **54** 110
- [5] Xu Z Z, Han S S, Shen B F, Jiang Z M, Sun L, Fan P Z, Wang X F, Qian A T 1993 *Acta Phys. Sin.* **42** 0940 (in Chinese) [徐至展、韩申生、沈百飞、江志明、孙岚、范品忠、王晓方、钱爱娣 1993 物理学报 **42** 0940]
- [6] Afanasiev Y V, Shlyaptsev V N 1989 *Sov. J. Quantum Electron* **19** 1606
- [7] Maxon S, Estabrook K G, Prasad M K, Osterland A L, London R A, Eder D C 1993 *Phys. Rev. Lett.* **70** 2285
- [8] Nickles P V, Shlyaptsev V N, Kalachnikov M, Schnürer M, Will I, Sander W 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 2748
- [9] Dunn J, Osterheld A L, Shepherd R, White W E, Shlyaptsev V N, Stewart R E 1998 *Phys. Rev. Lett.* **80** 2825
- [10] Warwick P J, Lewis C L S, Kalachnikov M P, Nickles P V, Schnürer M, Behjat A, Tallents G J, Neely D, Wolfrum E, Zhang J, Pert G J 1998 *J. Opt. Soc. Am. B* **15** 1808

- [11] Yan F, Zhang J, Dong Q L, Lu X, Li Y J 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 0510 (in Chinese) [燕飞、张杰、董全力、鲁欣、李英骏 2005 物理学报 **54** 0510]
- [12] Li Y J, Zhang J 2001 *Phys. Rev. E* **63** 036410
- [13] 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]
- [14] Cheng T, Li Y J, Meng L M, Yuan S Y, Zhang J 2009 *Chin. Phys. B* **18** 0901
- [15] Meng L M, Teng A P, Li Y J, Chen T, Zhang J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 0908 (in Chinese) [孟立民、滕爱萍、李英骏、程涛、张杰 2009 物理学报 **58** 0908]
- [16] Rulliere A 2007 *Femtosecond Laser Pulses: Principles and Experiments* (Beijing: Scientific Press) p98 (in Chinese) [吕利埃 2007 飞秒激光脉冲——原理及实验 (北京: 科学出版社) 第98页]
- [17] Li Y J, Zhang J, Teng A P 2001 *Chin. Phys.* **10** 516

## Ne-like Ti x-ray laser driven by a single femtosecond laser\*

Zheng Bing-Song<sup>1)</sup> Sun Yan-Qian<sup>1)2)</sup> Chen Yu<sup>1)</sup> Ma Jing-Long<sup>2)</sup> Li Ying-Jun<sup>1)2)†</sup>

1) (State Key Laboratory for Geomechanics and Deep Underground Engineering, China University of Mining and Technology, Beijing 100083, China)

2) (Beijing National Laboratory for Condensed Matter Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Science, Beijing 100190, China)

(Received 18 January 2010; revised manuscript received 28 January 2010)

### Abstract

A physical scheme is presented for Ne-like Ti x-ray laser driven by a single laser pulse. According to the self-similarity method, we analyze the properties of Ne-like Ti slab plasma generated by irradiation of femtosecond laser with various front edges. Scaling laws for the temperature, scale length, and electron density are obtained. The characteristics of scaling laws for different input parameters are analyzed. Our results show that x-ray laser can be generated by a single femtosecond laser. The femtosecond laser with a gentle front edge is profitable to drive x-ray laser. Our results provide a new scheme for experiments using a single laser pulse to drive the x-ray laser.

**Keywords:** x-ray laser, laser plasma, self-similarity method, femtosecond laser

**PACC:** 4255 V, 5250 J, 4280 W

\* Project supported by the National Basic Research Program of China (Grant No. 2007CB815100), the Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20070290008) and the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 10874242).

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