

有质动力和静电分离场对激光等离子体 流体力学状态的影响*

苍 宇 鲁 欣 武 慧 春 张 杰

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室, 北京 100080)

(2004 年 4 月 9 日收到, 2004 年 6 月 19 日收到修改稿)

利用建立在欧拉坐标系上的一维电子-离子双流双温流体力学程序, 模拟了超短脉冲强激光 (1×10^{15} W/cm², 150fs) 与线性密度梯度等离子体相互作用的流体力学过程. 模拟结果显示, 入射激光与临界密度面的反射光叠加, 在临界密度以下区域形成局域驻波, 产生的强有质动力在低密区驱动电子形成周期性密度结构——Bragg 光栅, 激光的反射被增强. 临界密度处有质动力将等离子体分成向内和向外运动的两部分. 由于离子所受的有质动力和热压强的梯度力远小于电子, 体系产生了强静电分离场, 离子的运动主要由该静电分离场决定. 对双流双温模型和单流双温模型的模拟结果进行了比较. 当有质动力和热压强梯度力较大时, 两种模型对等离子体流体力学状态的描述有明显差异, 单流双温模型无法描述此时的流体力学状态.

关键词: 有质动力, 密度调制, 双流双温流体力学模型, 单流模型

PACC: 5250J, 5265, 4765

1. 引 言

研究超短脉冲强激光与等离子体的相互作用, 对惯性约束核聚变^[1], x 射线激光^[2]以及电子加速^[3]等许多研究领域有重要的意义. 它是一个复杂的, 高度非线性的过程, 涉及的物理过程包括激光在等离子体中的传播和吸收, 电子热传导, 流体力学运动, 激光到 x 射线的转换和辐射输运等. 与不同强度, 脉宽, 波长的激光相互作用的性质差异很大. 对于这样一个复杂体系, 有许多问题不能简单通过分析求解, 必须借助于计算机数值模拟. 流体力学模拟是常用的研究手段之一. 通过流体模拟, 可以得到等离子体的速度, 密度和温度等物理参数, 为实验提供有参考价值的理论指导. 在所有等离子体构形中, 线性密度等离子体最简单, 因此研究与线性密度等离子体的相互作用是基础.

描述等离子体行为的流体力学模型主要有单流双温模型和双流双温模型两种. 两者的区别在于, 单流模型建立在准电中性假设上, 即认为电子和离子速度相同, 视为一个流体, 而双流模型将它们作为

两个流体, 分别求解各自的动力学方程. 所谓双温模型是指能量求解上, 将电子和离子作为碰撞交换能量的两个体系分别求解其能量守恒方程.

与长脉冲激光不同, 超短超强脉冲激光在时间和空间上的变化都很剧烈, 因此与等离子体相互作用中会产生极强的有质动力. 有质动力是激光场强 (E^2) 的空间梯度力, 推动带电粒子向激光场强低的方向运动, 其表达式为 $f_{NL} = -\frac{q^2}{4m\omega^2} \nabla E^2(x)$, 其中 ω 为激光频率. 电子在其作用下, 横向上被沿径向排开, 由此导致光束的有质动力自聚焦. 纵向上分别在激光的上升沿和下降沿被施予前向和向后的推力. 由有质动力表达式可见, 离子因为质量大 (质子质量/电子质量 = 1836), 所受的有质动力远小于电子, 因此与电子之间会产生很强的静电分离场. 该静电分离场驱动离子向激光场强低的方向运动.

等离子体与激光相互作用中, 电子所受到的另一个强作用力是热压强的梯度力. 临界密度附近, 电子高效地吸收激光的能量, 电子温度迅速升高, 并向两侧的低温区域产生了很强的热压强的梯度力, 推动电子迅速向两侧运动. 离子不能直接吸收激光

* 国家自然科学基金(批准号: 10374114, 10105014, 10374115, 10176034, JG1999075203-4)和国家高科技惯性约束聚变基金资助的课题.

能量,只能靠与电子相互碰撞间接得到能量,在短脉冲作用期间基本未被加热,所以热压强的梯度力很小.这样电中性又被破坏,产生强静电分离场.该静电分离场驱动离子随电子向电子温度低的区域运动.

为了研究超短脉冲强激光与线性密度梯度等离子体相互作用中有质动力、热压强的梯度力,以及它们引起的静电分离场对电子和离子的流体力学状态的影响,本文利用建立在欧拉坐标系上的一维双流双温模型^[4]进行模拟,并与欧拉坐标系下的单流双温模型模拟的结果进行比较.

2. 双流双温流体力学模型

双流双温流体力学模型将电子和离子视为速度、密度和温度满足各自的流体力学方程的两个流体,彼此之间以静电力和碰撞力相互关联,并且通过碰撞交换能量.它们流体力学演化遵循连续性方程、动量守恒方程和能量守恒方程(cgs 单位制):

$$d\rho_e/dt = -\nabla(\rho_e u_e), \quad (1a)$$

$$d\rho_i/dt = -\nabla(\rho_i u_i), \quad (1b)$$

$$\begin{aligned} \alpha(\rho_e u_e)/\partial t = & -\alpha(\rho_e u_e^2)/\partial x - \partial p_e/\partial x \\ & - n_e e E_{\parallel} - \rho_i \nu_{ei}(u_e - u_i) \\ & + f_{NL_e}, \end{aligned} \quad (2a)$$

$$\begin{aligned} \alpha(\rho_i u_i)/\partial t = & -\alpha(\rho_i u_i^2)/\partial x - \partial p_i/\partial x \\ & + n_i Z e E_{\parallel} + \rho_i \nu_{ei}(u_e - u_i) \\ & + (m_e/m_i) f_{NL_e}, \end{aligned} \quad (2b)$$

$$\begin{aligned} \alpha(\rho_e \epsilon_e)/\partial t = & -\alpha(\rho_e \epsilon_e u_e)/\partial x - p_e \partial u_e/\partial x \\ & - (3/2)\tau^{-1} k n_e (T_e - T_i) \\ & + \alpha(K_{e_i} \partial T_e/\partial x)/\partial x + W, \end{aligned} \quad (3a)$$

$$\begin{aligned} \alpha(\rho_i \epsilon_i)/\partial t = & -\alpha(\rho_i \epsilon_i u_i)/\partial x - p_i \partial u_i/\partial x \\ & + (3/2)\tau^{-1} k n_e (T_e - T_i) \\ & + \alpha(K_{i_i} \partial T_i/\partial x)/\partial x, \end{aligned} \quad (3b)$$

该模型同时自洽求解静电分离场(E_{\parallel})满足的泊松方程

$$\begin{aligned} \partial E_{\parallel}/\partial x = & -4\pi\alpha(n_e - Zn_i) \Rightarrow \partial E_{\parallel}/\partial t \\ = & 4\pi\alpha(n_e u_e - Zn_i u_i), \end{aligned} \quad (4)$$

以及激光场(E_{\perp})在等离子体内部传播满足的亥姆霍兹方程

$$\partial E_{\perp}/\partial x^2 + \kappa^2 E_{\perp} = 0, \quad (5)$$

其中 κ 为波矢.

上述公式中的角标 e, i 分别代表电子和离子,

ρ, n, u 分别为质量密度、粒子数密度和速度.由动量守恒方程(2a, b)可见,粒子所受外力包括热压强的梯度力 $\partial p_{e,i}/\partial x$ 、静电力、碰撞力(ν 为碰撞频率)和有质动力 f_{NL} ,其中 $p_{e,i} = n_{e,i} k T_{e,i}$, k 为玻尔兹曼常数, $T_{e,i}$ 为温度,电子所受的有质动力

$$f_{NL_e} = -\frac{1}{8\pi} \frac{\alpha(E_{\perp}^2 + H^2)}{\partial x},$$

其中 $\frac{E_{\perp}^2 + H^2}{8\pi} \approx \frac{E_{\perp}^2}{8\pi}$ 为激光的能量密度(E_{\perp} , H 为光场和磁场强度).能量守恒方程(3a, b)中, $\epsilon_{e,i} = 3kT_{e,i}/2m_{e,i}$ 为能量密度,右边第三项代表电子离子碰撞交换的能量,第四项为热传导项,其中 τ 为碰撞弛豫时间, $K_{e,i}$ 为热传导系数,是温度的函数.电子能量方程中的 W ,代表逆轫致吸收得到的激光能量, $W = I \frac{2\omega}{c} \ln(n)$,其中 $\ln(n)$ 为等离子体折射率的虚部, n 为复折射率, c 为光速, I 为等离子体内部的激光强度.

联立以上 8 个方程,便可求得电子、离子的速度、密度和温度的随时间-空间的变化,并自洽地得到静电场与激光场的空间分布.方程的求解采用两步 Lax-Wendroff 法,显式求解速度、密度和静电分离场,隐式求解温度和激光光场.

3. 流体力学模拟结果

为了研究超短脉冲强激光与线性密度梯度等离子体的相互作用,我们选用了 1×10^{15} W/cm², 150fs 的矩形脉冲,波长为 $1.06\mu\text{m}$,与线性密度梯度的 H⁺ 等离子体相互作用.图 1 为模拟条件示意图.等离子体厚度为 $20\mu\text{m}$,密度范围由 $0.5n_c$ 到 $1.3n_c$,其中 n_c 为临界密度(对于 $1.06\mu\text{m}$ 波长的激光, $n_c = 10^{21}$ cm⁻³),位于 $12.5\mu\text{m}$ 处;电子和离子的初始温度均为 10eV,激光脉冲在 0.5ps 时入射到等离子体.之前,等离子体作自由膨胀.高强度激光作用会导致电子热传导中的阻热效应,能量方程中 $-K_{e,i} \partial T_{e,i}/\partial x$ 只是经典热流表达式,必须加上一个限流因子才与实际情况相符.限流因子是影响热传导的重要因数,这里取 $f = 0.1$.

入射激光与临界面的反射光叠加,在低密度区形成局域驻波.设 u_g 为光波在等离子体内部传播的群速度, E_{fs} 为真空中的激光强度,由能量流守恒得 $u_g |E_{\perp}(z)|^2 / (8\pi) = c E_{\text{fs}}^2 / (8\pi)$.随着激光由低密

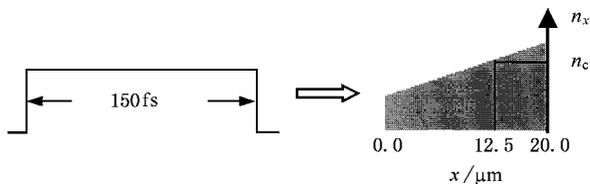


图 1 飞秒矩形脉冲强激光与线性密度梯度等离子体相互作用示意图

区向高密度区传播,群速度逐渐下降,光场振幅增强,直到进入临界密度面后开始指数衰减.图 2(a)所示的激光光场密度时空分布的模拟结果与上述理论符合.但同时等离子体对激光的反射率的变化导致入射到等离子体内部的激光时强时弱.这种现象在稍长的脉冲或者激光持续照射时表现得更为突出(图 2(b)).

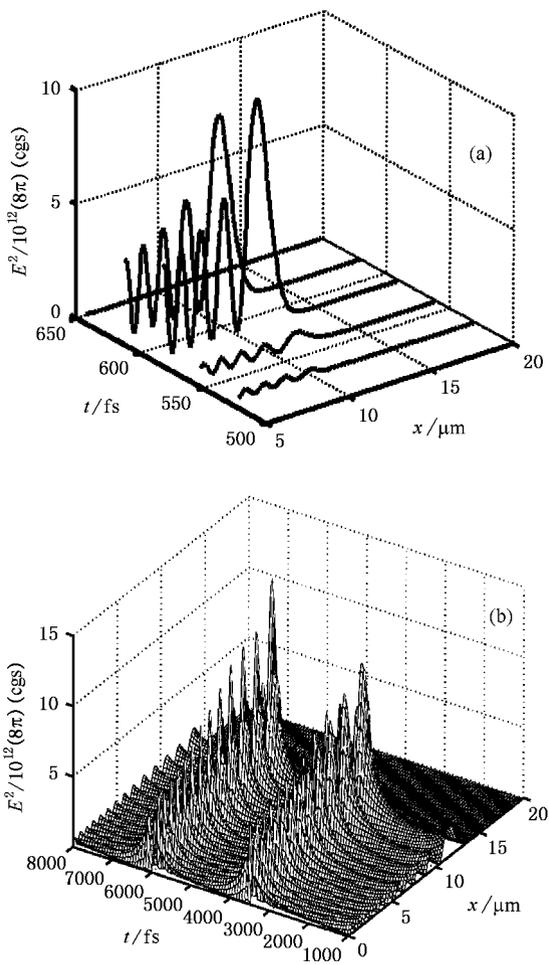


图 2 10^{15} W/cm^2 的激光在等离子体内的光场密度时空分布 (a) 150 fs 的矩形脉冲 (b) 持续照射

引起的有质动力会对低密区的电子密度进行周期性调制,将波峰处的电子排向波节,形成激光波节处电子密度局域极大的类光栅密度构形.有质动力在低密度区驱动产生的电子周期性密度结构称为布拉格(Bragg)光栅,它对激光能量的吸收有影响^[5,6].图 3(a,b)给出了电子在有质动力作用下的密度调制图.激光越强,调制越明显.

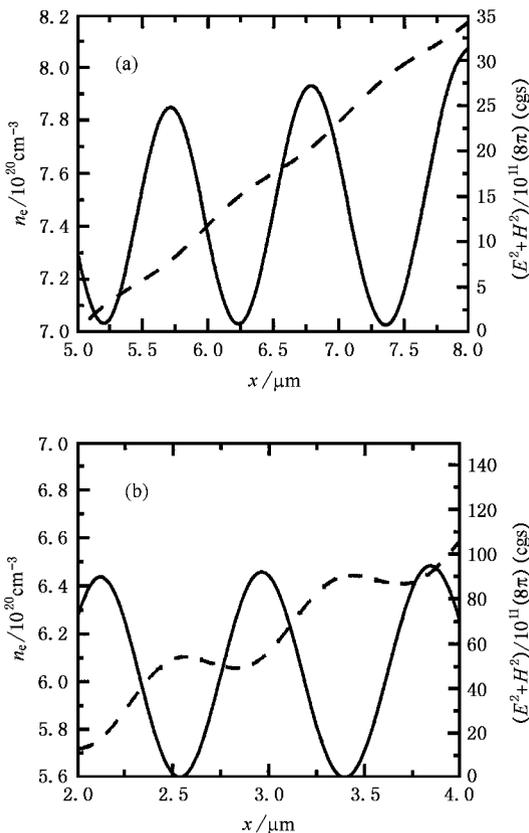


图 3 矩形短脉冲激光在线性密度梯度等离子体中传播,有质动力在低密度区域对电子密度的周期性调制.虚线为电子密度,实线为激光的能量密度.激光强度为(a) 10^{15} W/cm^2 (b) 10^{16} W/cm^2

Bragg 光栅的特点是电子密度的局域最大对应激光的波节,形成的光栅周期 $d = \frac{\lambda_c}{2\bar{n}}$, 其中 λ_c 为入射激光在真空中的波长, \bar{n} 为平均折射率, $\bar{n} = \sqrt{1 - \omega_p^2/\omega_c^2} = \sqrt{1 - n_e/n_c}$. 这种结构对波长在 $\lambda = 2\bar{n}d$ 附近的全反射. 这种反射称为相位反射或者叫 Bragg 反射^[4,5]. 与镜面反射不同, 相位反射是在光栅不同位置处反射的光的叠加相消的过程, 所以光栅必须有一定的厚度, 实现不同位置的光的叠加相消. 位相反射的反射率远大于等离子体临界密度面的类镜面反射率(60%左右), 可以大于 90%. 同时

导致这一现象的原因是局域驻波形式的激光场

它在反射方向,反射位相上都不同于镜面反射。

入射激光被布拉格光栅反射后,能量不能持续进入等离子体,已经透过的激光因为将能量交给周围的电子,能量降低,有质动力下降,周期性结构逐渐消失,使激光可以再次透过,重新激发起光栅结构,于是等离子体内的光强在时间上形成了时强时弱的分布。

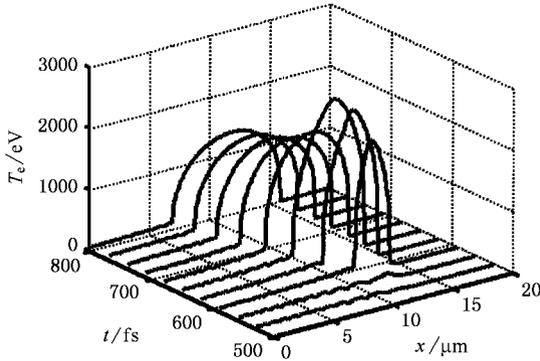


图4 电子温度的时空演化

图4显示了电子温度的时空演化。在激光作用下,离子基本未被加热,而临界密度面附近的电子迅速得到激光能量,激光入射140fs后电子的能量达到峰值,在 $12.67\mu\text{m}$ 处达 2.6keV 。可见激光与线性密度梯度等离子体相互作用中,逆韧致吸收主要发生在临界密度面附近,激光场里高速振荡的电子与其他电子碰撞,获得激光能量,形成局部高温区,并靠电子热传导向两边扩散。低密区的Bragg密度光栅增强了激光的反射,并且有质动力越强,周期性结构越明显,对激光的反射越强,电子峰值温度就越低。图5显示了有质动力引起电子峰值温度降低的效应。

有质动力除了在中低密度区激发电子密度的周期性调制以外,在临界密度处由于激光场强梯度最大,有质动力会导致电子密度凹坑的形成。这个密度凹坑有两点值得关注的地方。

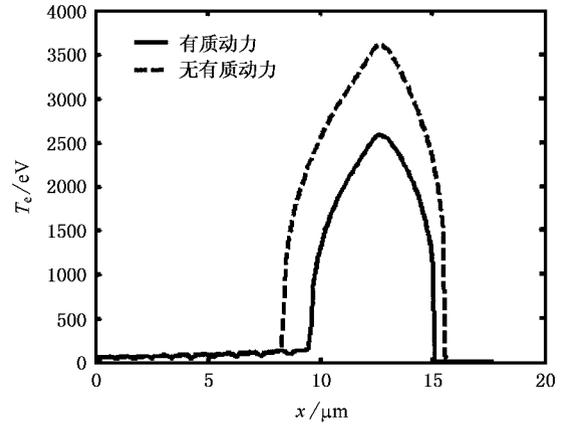


图5 有质动力对电子峰值温度的影响

首先,如果凹坑足够深,即两侧都高于临界密度,就可以将入射的激光箍缩在其中,形成时间光孤子,凹坑附近的电子可以充分地获得激光的能量。第二个作用是离子加速^[6]。临界密度处,受有质动力作用,电子分成向低密度区和高密度区运动的两部分,离子所受的有质动力很小,于是与电子之间产生了强静电分离场,这个静电分离场使离子在临界密度处也分成向靶内高密度区运动和向靶外运动的两大部分,其中向内运动的离子可以用于ICF聚变中的离子点火方案,这样产生的离子虽然没有通过自聚焦得到的高能离子能量大,但数目多,因此可以产生电流大的离子束。电子热压强梯度力也对临界密度处密度凹坑的形成有贡献。

图6(a,b,c)为电子、离子的运动速度,以及形成的静电分离场随时间和空间的演化。可见激光作用期间,电子在有质动力的作用下向局域驻波的波节运动,热压强梯度力将高温区域边缘的电子推向两侧电子温度低的区域。电子在外力作用下最高速度达 10^7cm/s ,对应的电子和离子之间的静电分离场达 10^7V/cm 。离子在静电力作用下最高速度可达 10^6cm/s 。

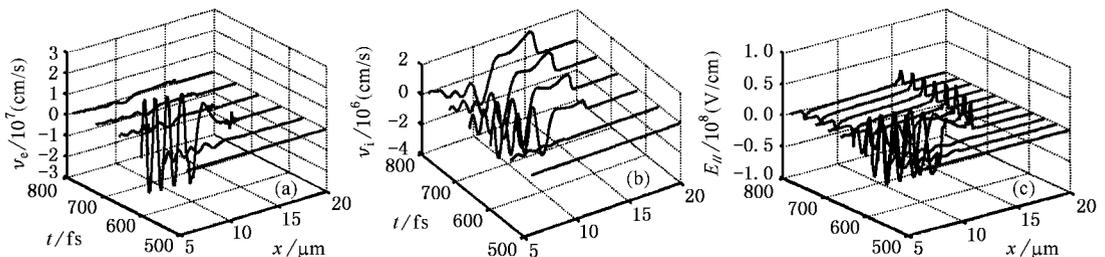


图6 电子速度(a)和离子速度(b)以及产生的静电分离场(c)的时空分布

有质动力与热压强梯度力对粒子的加速作用有所不同。有质动力源于激光场,因此不会作用到激光无法传入的高密区。而热压强的梯度力会随热传导作用到更高的密度区域。所以离子速度在临界密度以上出现的两个速度峰中,靠近临界密度的峰是由有质动力产生的,而更高密度区的峰是热压强的梯度力产生的。激光脉冲结束后,有质动力消失,由它加速的那部分电子在静电分离场作用下开始减速。而这时电子温度梯度导致的热压强梯度力仍在加速电子,所以这时由热压强的梯度力导致的离子最大速度高于有质动力作用的结果。

4. 双流模型与单流模型的比较

单流双温模型是一种常用的流体力学模型,主要用于研究长脉冲激光与等离子体的相互作用。它建立在准电中性假设上,因此在流体动力学方面将电子和离子视为一个流体,而在能量方面将它们作为相互碰撞交换能量的两个体系处理。目前最常用的流体力学程序 MEDUSA^[7]和 LASNEX^[8]都是这种模型。其中 LASNEX 增加了激光场和有质动力的求解。单流模型的动量守恒方程中压强 $p = p_e + p_i = n_e kT_e + n_i kT_i$, 有质动力 $f_{Ni} = f_{NLe} + f_{NLi} \approx f_{NLe}$ 。能量守恒方程仍为(5a, b)。将单流模型的流体力学方程与双流模型中关于离子的流体力学方程进行比较,发现后者在假设 $n_e eE_{//} = -\nabla p_e - f_{NLe}$ 时与前者是等价的。也就是说,单流模型计算出的流体速度是当离子所受静电力时刻与电子所受外力平衡时的离子速度。当静电力小于电子所受外力和时,单流模型得到的离子速度就会偏高。利用拉格朗日表述和欧拉表述在流体力学方程上的等价性,建立了欧拉坐标系下的单流模型。与我们的双流模型^[4]相比,两者在格点划分和边界处理上都相同,因此在结果的比较上不会产生因数学处理方法不同而导致的偏差。利用单流双温模型求得的离子速度与双流模型的结果进行比较(图7),单流模型的速度结果偏高。因为双流模型的结果显示离子所受的静电力小于电子所受外力之和,并且差异随电子所受的外力的增强而增强。实际中在应用 LASNEX 等程序进行模拟时发现其得到的等离子体运动速度偏高,有人将其解释为一维处理中未考虑横向的膨胀,而本人认为这与单流模型的电中性假设有关。

对于偏离电中性的多电荷态离子体系,虽然单

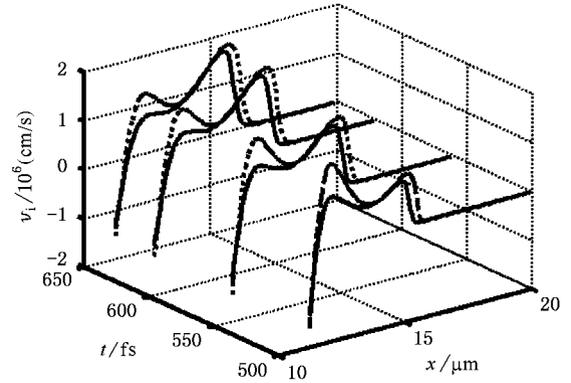


图7 单流模型与双流模型得到的离子速度的时空演化(虚线为单流模型的结果,实线为双流模型的结果)

流模型无法描写不同电荷态的离子运动上的差别,但由于高价离子所受的静电力较低价离子更接近于电子所受外力,其运动速度会更接近于单流模型的模拟结果。

单流模型中的电中性假设导致电子与离子运动速度相同,将图7中单流模型的离子速度与双流模型中电子的运动速度对比,发现当体系由于有质动力和热压强的梯度力而远远偏离电中性时,单流模型得到的电子速度远小于实际电子速度。

图8为两种模型模拟得到的电子峰值温度的比较。单流模型得到的电子峰值温度偏高。主要原因在于,单流模型以离子速度,甚至离子密度(对 H^+ , 单流模型的电中性假设导致电子密度等于离子密度)代替电子速度,电子密度,这样不仅低估了有质动力作用下电子密度光栅的形成速度,也低估了调制幅度,因此低估了激光的反射,使电子峰值温度偏高。

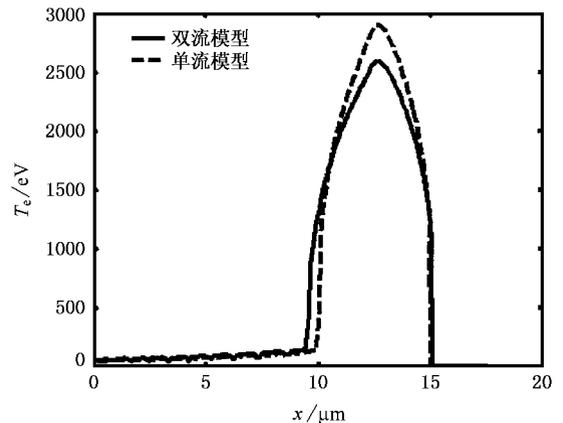


图8 双流模型与单流模型电子峰值温度的比较

5. 结 论

本文利用电子-离子双流流体力学模拟程序,研究了超短脉冲强激光(10^{15} W/cm², 150fs)与线性密度等离子体相互作用中强有质动力和电子-离子静电分离场分别对电子和离子流体力学行为的影响. 模拟显示了有质动力对电子密度和电子温度的影响.

电子所受有质动力和热压强的梯度力远大于离子,导致等离子体的电中性被破坏,产生强静电分离场,离子主要在该静电分离场驱动下运动. 本文将双流双温模型与单流双温模型的模拟结果进行了比较. 在强有质动力和热压力作用下,两种模型在流体力学状态的描述上有明显差异. 双流模型更适合用来描写有质动力和热压力强的情况下等离子体的流体力学行为.

[1] Suter L J *et al* 1994 *Phys. Rev. Lett.* **24** 2328

[2] Labate L *et al* 2002 *Laser and Particle Beams* **20** 223

Chambers D M *et al* 2001 *Journal of Quantitative Spectroscopy & Radiative Transfer* **71** 237

[3] Reitsma A J W *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **63** 046502

[4] Lalouis P and Hora H 1983 *Laser and Particle Beams* **1** 283

[5] Andreev A A and Platonov K Y 2002 *Phys. Plasma* **9** 581

[6] Cang Y *et al* *J. Plasma Phys.* (in printing)

[7] Christiansen J P, Ashby D E and Roberts K V 1974 *Comput. Phys. Commun.* **7** 271

[8] Zimmerman G B and Kruer W L 1975 *Comments Plasma Phys. Control. Fusion* **2** 51

Effects of ponderomotive forces and space-charge field on laser plasma hydrodynamics^{*}

Cang Yu Lu Xin Wu Hui-Chun Zhang Jie

(Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China)

(Received 9 April 2004 ; revised manuscript received 19 June 2004)

Abstract

Using a two-fluid two-temperature hydrodynamic code , we studied the hydrodynamics in the interaction of intense (10^{15} W/cm²) ultrashort (150fs) laser pulses and linear density plasmas . The simulation results show the ponderomotive force effect on the formation of the electron density ripples in underdense region , such ripples increase the reflection of the laser pulse , and on the separation of the plasma in critical surface . Quasi-electroneutrality is not suitable in this case because of the different ponderomotive force and the gradient of thermal-pressure for ions and electrons . Ions are moved by the electrostatic force . Comparing with the simulation results from one-fluid two-temperature code , we find that under strong ponderomotive force and gradient of thermo-pressure , two-fluid code is more suitable to simulate the hydrodynamics of plasmas .

Keywords : ponderomotive force , density modulation , two-fluid two-temperature hydrodynamics mode , one-fluid hydrodynamics mode

PACC : 5250J , 5265 , 4765

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10374114 , 10105014 , 10374115 , 10176034 , TG1999075203-4) , and the National Hi-Tech. JCF Committee of China .