

# 超短超强激光与稀薄等离子体相互作用的数值研究\*

陆全明 钟方川 余 玮 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所激光等离子体研究室, 上海 201800)

王 水

(中国科学技术大学地球和空间科学系, 合肥 230026)

**摘 要** 用一维粒子模拟方法(Particle-in-Cell)数值研究了超短超强激光( $I\lambda^2 > 10^{18} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ )与稀薄等离子体的相互作用过程。结果表明, 超短超强激光与稀薄等离子体相互作用后, 在等离子体中激发起尾波和拉曼(Raman)波, 它们的波长和频率的值与解析解符合得很好; 同时在尾波的作用下, 等离子体中的部分电子被加速到很高的速度, 甚至接近光速。

**关键词** 粒子模拟, 超短超强激光, 稀薄等离子体。

## 1 引 言

强激光与稀薄等离子体的相互作用在粒子加速<sup>[1]</sup>、X 射线激光<sup>[2]</sup>以及惯性约束核聚变<sup>[3]</sup>等领域都有着极其重要的意义。强激光与稀薄等离子体相互作用后, 在强激光的后面会激发起尾波和拉曼波, 而尾波又将使等离子体中的电子加速, 这一点已为实验所证实<sup>[4]</sup>, 理论上也对此进行了研究<sup>[5]</sup>。近年来随着啁啾脉冲放大技术的发展<sup>[6]</sup>, 科学家已经能产生出超短(激光脉冲宽度 $\leq 1 \text{ ps}$ )、超强(激光强度 $\geq 10^{18} \text{ W/cm}^2$ )激光, 激发起人们对强激光与等离子体相互作用的新的热情。由于当 $I\lambda^2 > 10^{18} \text{ W} \cdot \mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ 时, 等离子体中的部分电子被加速到很接近光速, 此时必须考虑相对论效应。一些作者已开始了超短超强激光与等离子体相互作用的实验和理论研究<sup>[7, 8]</sup>, 然而人们对超短超强激光与稀薄等离子体相互作用的过程还了解的很不够, 这些依然是当前强场光学领域中极为重要的研究课题。现在由于计算机技术的发展, 使得人们可以用粒子模拟的方法来研究超短超强激光与等离子体的相互作用。本文的目的就是应用粒子模拟的方法数值研究超短超强激光与稀薄等离子体的相互作用过程, 作为一个数值实验, 得到了一些初步结果。

## 2 数值方法

本文应用一维粒子模拟方法数值研究超短超强激光与稀薄等离子体的相互作用, 即将等

\* 国家自然科学基金和国家科委 863 高科技项目资助。

收稿日期: 1997-03-20; 收到修改稿日期: 1997-06-18

离子体中的电子按四维相空间  $(x, v_x, v_y, v_z)$  中的粒子处理, 并满足相对论运动方程, 同时由于在等离子体中带正电荷的粒子质量比较大, 它们对强激光与等离子体相互作用的影响比较小, 在计算中可假定带正电荷的粒子静止不动<sup>[9]</sup>。于是电子遵从下列运动方程:

$$\frac{d\mathbf{P}_i}{dt} = -e(\mathbf{E} + \frac{\mathbf{P}_i}{m_e} \times \mathbf{B}) \quad (1)$$

式中  $\mathbf{P}_i = \gamma m_e \mathbf{v}_i$  为单个电子的动量, 其中  $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - v_i^2/c^2}}$  为相对论因子,  $m_e$  为电子的静止质量。而电场  $\mathbf{E}$  和磁场  $\mathbf{B}$  由麦克斯韦方程确定:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{E} &= \rho/\epsilon_0, & \nabla \times \mathbf{E} &= -\partial \mathbf{B}/\partial t \\ \nabla \cdot \mathbf{B} &= 0, & \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0(\mathbf{j} + \epsilon_0 \partial \mathbf{E}/\partial t) \end{aligned} \quad (2)$$

式中的电荷密度  $\rho$  和电流密度  $\mathbf{j}$  可通过对所有的电子和质子求和得到。

首先给定初始时刻每个粒子的位置和速度(假定粒子的速度分布满足麦克斯韦分布), 就可以计算出电荷密度  $\rho$  和电流密度  $\mathbf{j}$ , 于是就可以通过方程(2) 算出电场  $\mathbf{E}$  和磁场  $\mathbf{B}$ , 再通过方程(1) 得到该粒子下一个时刻的动量  $\mathbf{P}_i$ (即速度  $\mathbf{v}_i$ ), 进而得到其位置, 再进行新一轮的计算, 直至得到较为稳定的解。但是在真实的等离子体中, 粒子的数目太大, 以至根本无法进行计算, 所以一般采用“云粒子”模型, 以较少量的粒子来代表真实的大量粒子, 在实际应用中很有效。

在实际计算中, 需将方程表示成无量纲的形式, 粒子密度用等离子体临界密度  $n_{cr}$  标定, 时间和速度分别用  $\omega_0^{-1}$  和光速  $c$  标定, 其中  $\omega_0$  为激光的频率, 而电场  $\mathbf{E}$  和磁场  $\mathbf{B}$  分别用  $cen_{cr}/\epsilon_0\omega_0$  和  $en_{cr}/\epsilon_0\omega_0$  标定。将计算区域分成真空和等离子体两个相等的部分, 总长度为  $200c\omega_0^{-1}$ , 总的电子数为 8000, 计算中空间格距取为  $0.5c\omega_0^{-1}$ , 时间步长为  $0.05\omega_0^{-1}$ 。

### 3 计算结果

为了数值模拟超短超强激光与稀薄等离子体的相互作用过程, 取  $t = 0$  时激光从真空中向等离子体入射, 激光脉冲为高斯形状, 每个激光脉冲含有 15 个波长。在计算中取  $I\lambda^2 = 2.5 \times 10^{18} \text{ W}\mu\text{m}^2/\text{cm}^2$ , 电子温度取为  $T_e = 1 \text{ keV}$ , 电子密度为  $n/n_{cr} = 0.1$ 。

图 1 是电场  $y$  分量  $E_y$  随时间的演化图, 可以发现, 激光从左边入射进入等离子体中, 并向右传播, 直至离开计算区域, 同时在等离子体与激光的相互作用过程中, 在等离子体边界处有拉曼波产生, 拉曼波向激光传播的反方向传播, 此波动为后向拉曼波, 从图 1 中可以估算出其波长约为  $10.5c\omega_0^{-1}$ , 同时跟踪某固定空间点的电场  $y$  分量  $E_y$  随时间的变化, 可以得到后向拉曼波的频率约为  $0.70\omega_0$ 。根据解析理论<sup>[10]</sup>, 激光、拉曼波和电子等离子体波的频率和波矢应满足以下的关系式:

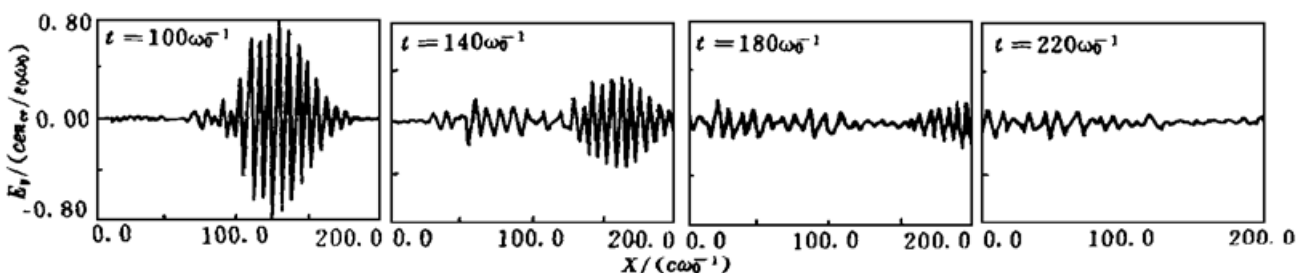


Fig. 1 The Evolution of  $E_y$  with time

$$\omega_0 = \omega + \omega_{EPW}, \quad k_0 = k + k_{EPW} \quad (3)$$

式中下标为 0 和 EPW 分别代表激光和电子等离子体波的相应参量。同时这些波动还应满足以下色散关系:

$$\omega_0^2 = \omega_p^2 + c^2 k_0^2, \quad \omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2, \quad \omega_{EPW}^2 = \omega_p^2 + 3V_t^2 k_{EPW}^2 \quad (4)$$

式中  $\omega_p$  为等离子体中电子振荡频率,  $V_t$  为电子的热运动速度。在一维情况下, 利用(3)和(4)式可以算出本算例情况下后向拉曼波的波长  $\lambda = 10A c \omega_0^{-1}$ , 频率  $\omega = 0.68\omega_0$ , 可以发现解析理论和数值计算结果符合的很好, 存在的微小差异可能是由于在解析理论中假定电子密度和温度为常数, 并假定其它物理量满足线性变化。

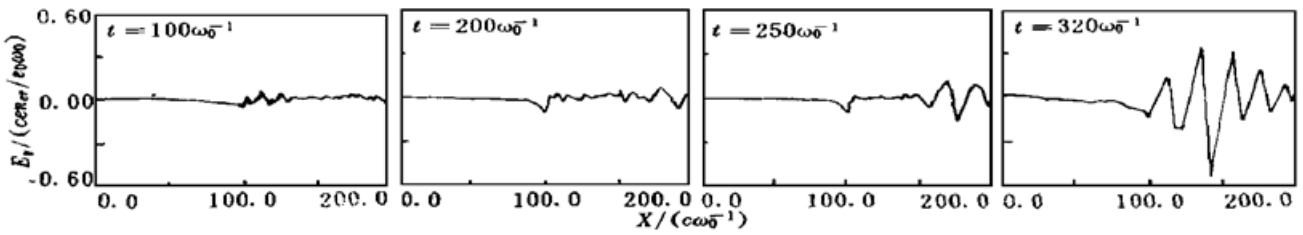


Fig. 2 The Evolution of  $E_x$  with time

图 2 是电场  $x$  分量  $E_x$  随时间的演化图, 可以看出, 在刚开始的时候,  $E_x$  除了有一些随机涨落之外,  $E_x$  几乎保持在 0 附近, 当强激光将移出计算区域时, 在强激光的后面有尾波产生, 尾波的振幅不断的增加, 同时也不断地向左边传播, 到  $t = 320\omega_0^{-1}$  时, 在等离子体中充满了尾波, 其振幅也达到  $0.5 cen_{cr}/\epsilon_0\omega_0$  左右, 波长约为  $20c\omega_0^{-1}$ 。在强激光与稀薄等离子体相互作用过程中, 一旦电子相对于离子本底的位移扰动形成密度扰动, 这密度扰动就会在等离子体中形成电荷分离, 建立扰动电场, 扰动电场在把电子拉回其平衡位置时, 由于其运动的惯性作用又产生电荷分离, 如此反复形成电子电荷的振荡, 从而形成等离子体尾波。图 3 是  $t = 320\omega_0^{-1}$  时电子密度的分布图, 电子密度呈波动状分布, 比较此时的电子密度和电场  $x$  分量  $E_x$  的分布, 可发现两者存在明显的反相关, 这也说明尾波是由于电荷的分离产生的。

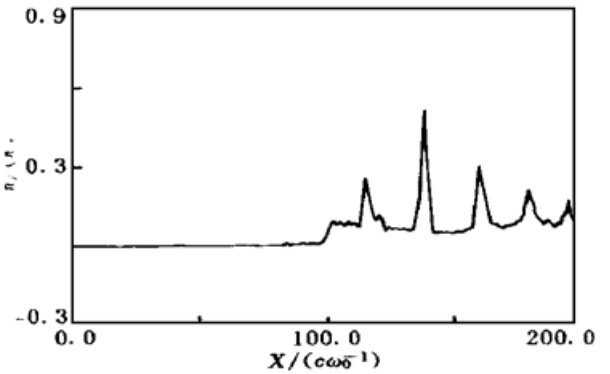


Fig. 3 The distribution of electron density at  $t = 320\omega_0^{-1}$

强激光与稀薄等离子体相互作用过程中产生的尾波对等离子体中的电子有明显的加速作用, 图 4 是  $t = 320\omega_0^{-1}$  时电子的速度  $v$  的两个分量  $v_x$  和  $v_y$  的分布图, 从图可看出, 电子  $x$  方向的速度明显要大于  $y$  方向的动量, 这是由于尾波主要是在  $x$  方向加速电子, 从电子的动量可计算出部分电子的速度给尾波加速得很高, 约 7% 的电子超过  $0.90c$ 。

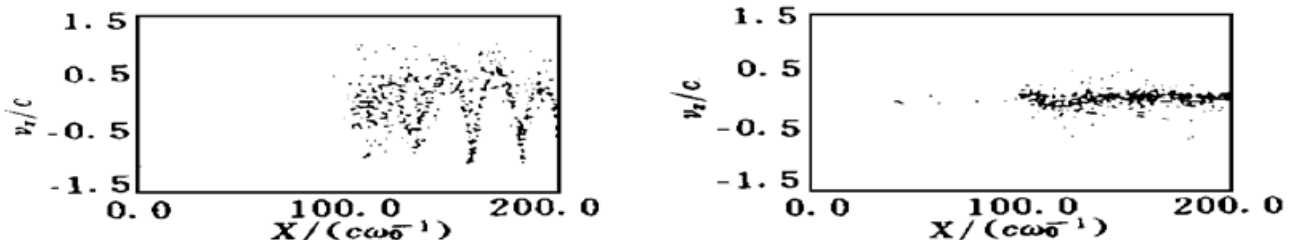


Fig. 4 The distribution of  $v_x$  and  $v_y$  at  $t = 320\omega_0^{-1}$

**结 论** 本文应用一维粒子模拟方法数值研究了超短超强激光与稀薄等离子体的相互作用过程。得到主要结论: 超短超强激光入射进入稀薄等离子体中, 并向前传播, 在等离子体中激发起尾波和后向拉曼波, 尾波由等离子体中的电荷分离产生; 同时在尾波的作用下, 等离子体中的部分电子被加速到很高的速度, 甚至接近光速, 但尾波在  $x$  方向加速电子更为有效。

### 参 考 文 献

- [1] T. Tajima, J. M. Dawson, Laser electron accelerator. *Phys. Rev. Lett.*, 1979, **43**(4) : 267~ 270
- [2] C. H. Nam, W. Tighe, S. Suchewer, Observation of asymmetric stark profiles. *Phys. Rev. Lett.*, 1987, **59**(21) : 2427~ 2430
- [3] X. Liu, D. Umstadter, Competition between ponderomotive and thermal forces in short-scale-length laser plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(13) : 1935~ 1938
- [4] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting *et al.*, Laser wakefield acceleration and relativistic optical guiding. *Appl. Phys. Lett.*, 1988, **53**(22) : 2146~ 2148
- [5] E. Esarey, P. Sprangle, Overview of plasma-based accelerator concepts. *IEEE J. Plasma Science*, 1986, **24**(2) : 252~ 188
- [6] P. Maine, D. Strickland, P. Pado *et al.*, Generation of ultrahigh peak power pulse by chirped-pulse amplification. *IEEE J. Quant. Electron.*, 1988, **QE-24**(24) : 398~ 403
- [7] H. Hamster, A. Sulliver, S. Gordon *et al.*, Subpicosecond, Electromagnetic pulse from intense laser-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 1993, **71**(17) : 2725~ 2728
- [8] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, Nonlinear theory of intense laser-plasma interaction. *Phys. Rev. Lett.*, 1990, **64**(17) : 2011~ 2014
- [9] S. V. Bulanov, M. Lontano, T. Zh. Esirkepov *et al.*, Electron vortices produced by ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1996, **76**(19) : 3562~ 3665
- [10] S. H. Batha, K. S. Bradley, R. P. Drake *et al.*, Intensity scaling and saturation of stimulation Raman forward scattering. *Phys. Plasmas*, 1994, **1**(6) : 1985~ 1996

## A Numerical Study on the Interaction of High-Intensity Ultrashort Laser with Underdense Plasma

Lu Quanming      Zhong Fangchuan      Yu Wei      Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optical and Fine Mechanics, The Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

Wang Shui

(Department of Globe Space Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230026)

(Received 20 March 1997; revised 18 June 1997)

**Abstract** The interaction between high-intensity ultrashort laser and underdense plasma is numerically studied by using a particle-in-cell simulation. The results show that wake waves and Raman waves are excited in the plasma after the interaction between high-intensity ultrashort laser and underdense plasma, the wavelength and frequency are conformed with theory. In the meantime under the action of waves, part of electrons in the plasma are accelerated to very high velocity, even near to the light velocity.

**Key words** particle-in-cell simulation, high-intensity ultrashort laser, underdense plasma.