

尾波场中传播的激光脉冲的频率漂移*

徐 涵 常文蔚 银 燕

(国防科技大学理学院, 长沙 410073)

(2002 年 5 月 12 日收到, 2003 年 3 月 5 日收到修改稿)

一个超短超强激光脉冲在另一个超短脉冲激发的尾波场中传播时, 如果这两个脉冲之间距离合适, 第二个脉冲前半部分经历的电子密度比后半部分高, 其后部群速度高于前部, 脉冲将被压缩, 频率向高频方向移动. 用 PIC 粒子模拟证实了这一点, 模拟得到的频移与理论结果吻合. 另外, 非线性效应使得最有效频移对应的脉冲之间的间距比线性理论估计值大.

关键词: 频移, 有质动力, 电子俘获

PACC: 5265, 5240D

1. 引 言

十几年来, 应用固态激光器的啁啾放大技术^[1], 桌面激光器无论在提高输出激光强度、压缩脉冲长度、运行可重复性、小型化方面都取得了飞速发展, 进入了强场物理和非线性化学研究的新时代^[2]. 超快过程作为这一研究领域的重要分支, 目前直接探测原子以及原子核反应这样的超快过程的惟一方法是用 x 射线激光, 产生亚飞秒甚至阿秒级的激光脉冲极具挑战性且意义重大. 利用多模充气中空光纤和超宽带啁啾镜, 产生的脉冲长度已小于 2 个激光振荡周期^[3]. 因此为了产生更短长度的激光脉冲, 需要提高激光频率. 将两个能级差非常大的体系实现粒子数反转产生 x 射线激光的传统方法, 由于抽运激光强度与 x 射线激光频率的 4 次方成正比, 随着激光频率的增高, 这一方法越来越受到限制. 一些通过其他途径产生 x 射线激光的方法受到了普遍的关注: 1) 激光场中高能电子的电磁辐射^[4]; 2) 光子与电子的 Compton 散射^[5], 但这需要极高能量的电子束(动能 > 30MeV)和极大的激光强度($I > 10^{21}$ W/cm²); 3) 超短脉冲超强激光作用于固体靶激发高次谐波^[6], 但产生单频模式需要对各次谐波进行筛选; 4) 使用低密度等离子体作为激光脉冲压缩的介质^[7,8], 例如一个激光脉冲在静电波中传播时, 只要

相位合适, 激光脉冲头部的群速度小于其后部的群速度, 脉冲将得到压缩, 频率向高频方向移动, 由于光子的能量正比于电磁波的频率 $W = \hbar\omega$, 因此从能量交换的角度看, 这一过程俗称“光子加速”. 随后 Esarey 用流体模型对这一过程进行了分析^[10], Yu 从色散关系出发进行了讨论^[11]. 本文用两个超短脉冲扫过均匀的稀薄等离子体, 前一个脉冲通过有质动力激发等离子体尾波场^[12,13], 第二个脉冲在这一尾波场中传播, 由于上述原因脉冲频率将发生漂移. 电磁波在静电波中传播时发生频移需要它们的相位关系满足一定条件, 这可以通过两束激光之间的光程差非常方便地进行调整, 这正是利用两个超短激光脉冲的优点所在. 我们用 PIC 粒子模拟方法对上述过程进行研究, 得到的频移结果与理论值相符. 此外, 我们讨论了非线性效应对两个脉冲之间的距离的影响, 同时简要讨论了激光频移的饱和机理.

2. 粒子模拟结果

本文的计算参数, 入射激光光强

$$I = I_0 \exp(-t^2/\tau^2),$$

为了排除“受激 Raman 散射”的影响, 选择的脉冲长度远小于等离子体波长^[13], 为 $\tau c = 0.1\lambda_p$, 激光峰值强度 $I_0 = 5.0 \times 10^{18}$ W/cm². 两个脉冲的间距在 $1.4 - 1.8\lambda_p$ 之间变化. 模拟区域为 $300 \times 12.8\lambda_0$, 在 $x =$

* 国家高技术惯性约束聚变主题和国家自然科学基金(批准号: 10085002)资助的课题.

20—280 λ_0 范围内均匀分布有等离子体,密度为 0.0025 n_c . 网格数为 3000 \times 128, 模拟的粒子数为 4 \times 10⁶, 平均每个网格的粒子数约为 11 个, 时间步长为 0.29 ω_0^{-1} . 其余参数, 初始电子和离子温度为 1keV, 电子和离子的电荷比为 $Q_e/Q_i = 1$. 电磁场边界条件, 在垂直激光入射的 y 方向, 采用周期边界, 在激光入射的 x 方向采用吸收边界. 粒子边界条件, 在 y 方向同样采用周期边界条件, 在 x 方向, 对于跑出模拟区的粒子在初始位置随机分配一个初始温度的粒子. 由于在 x 方向预留了一段真空, 所以在模拟的时间内跑出模拟区的电子或离子是非常少的.

当第一个超短脉冲超强激光在稀薄等离子体中传播时, 有质动力如同一个带正电的“巨电荷”, 加上离子质量大可以提供静电回复力, 等离子体将激发静电波^[12], 静电波的相速度等于抽运波的群速度, 为

$$v_p = v_g^{\text{EM}} = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 \gamma}\right)^{1/2}, \quad (1)$$

其中 $\omega_p = (4\pi n e^2 / m c^2)^{1/2}$ 为等离子体频率, m 为电子质量, γ 为电子相对论因子. n 为等离子体密度, ω_0 为入射激光频率. 当激光强度 $I > 10^{18} \text{ W/cm}^2$ 时, 电子在激光场中的振动将导致电子质量的增加, 因此如果 Gauss 型激光脉冲入射, 其中间峰值处的激光脉冲的群速度将大于脉冲的前沿和后沿, 最终使得 Gauss 脉冲的前半部被压缩(向高频方向漂移), 而后半部被拉伸(向低频方向漂移), 在激光的频谱图上将出现三个峰值, 这在脉冲长度 $L < \lambda_p$ 时非常明显, 这里我们的脉冲长度 $L \ll \lambda_p$, 所以它导致的频移几乎没被观察到.

当第二个脉冲入射进等离子体时, 它经历的等离子体密度不再是均匀的, 从而由方程(1)得知, 第二个脉冲的各个不同部分有不同的群速度, 以至于其将被部分压缩或者拉伸. 从能量交换的角度看, 第一个脉冲将激光能量传递给等离子体静电波, 第二个激光脉冲又和等离子体静电波交换能量. 如果静电波振幅减小, 第二个激光脉冲获得能量, 则 $W = \hbar\omega$ 激光频率变大, 反之亦然. 所以要讨论脉冲之间距离对频移的影响, 可以诊断两个激光脉冲扫过后残余的静电场的大小. 静电场越小, 第二个脉冲向高频方向漂移越有利, 至少开始时刻是如此. 图 1 为第二个脉冲扫过后残余的静电场振幅与第一个脉冲激发的静电场振幅的比值. 可看出, 在参数范围内最有效地频移对应的激光脉冲间距约为 $1.7\lambda_p$, 在线性

作用区域^[14], 超短脉冲激发的静电波波长为 λ_p , 波型为正弦型, 当脉冲间距为 $1.5\lambda_p$ ^[9]时, 两个脉冲激发的静电波正好相互抵消, 残余的静电场几乎为 0.

我们诊断两个激光脉冲的电场 x 分量与激发的静电场沿 x 方向的分布来研究最佳脉冲间距变大的原因, 结果如图 2 所示. 图中实线为入射激光脉冲电场分量 E_y , 对应于右坐标刻度; 虚线为激发的静电场, 对应于左坐标值, 由于电子密度波(图上没有画出)比静电波超前 $\pi/2$. 这样第二个脉冲位于等离子体密度波的波峰处, 因此第二个脉冲激发的等离子体静电波的波长将小于第一个脉冲激发的静电波波长, 为了使残余静电波尽可能地小, 两个脉冲之间间距应大于 $1.5\lambda_p$, 这也是为什么总存在较大残余静电波的原因. 此外, 非线性效应导致等离子体静电波偏离正弦波形式呈锯齿形. 虽然静电波波长仍为 λ_p , 但激光脉冲与由它激发的尾波场的相对位置发生了改变, 导致相应的脉冲间距变大.

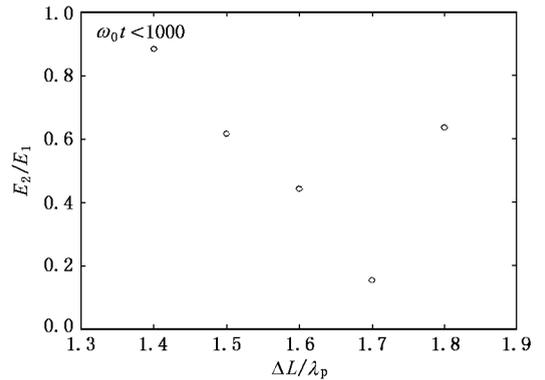


图 1 第二个脉冲扫过后残余的静电场的振幅与两个激光脉冲间距的关系, 可见最佳间距约为 $1.7\lambda_p$.

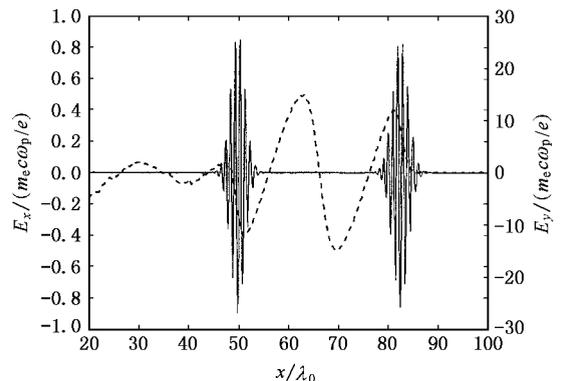


图 2 间距为 $1.7\lambda_p$ 的两个激光脉冲电场分量 E_y (实线)与其激发的静电场 E_x (虚线)沿 x 方向的分布

图 3(a) 为 $t = 1618\omega_0^{-1}$ 时刻两个激光脉冲的电场分量 E_y 沿 x 方向的分布. 看出第二个激光脉冲振幅大于第一个激光脉冲, 但脉冲长度比第一个稍短, 这是第二个激光脉冲被压缩的结果. 从图 2 激光电场分量 E_y 与等离子体密度波(它比静电波相位超前 $\pi/2$) 的相对位置看到第二个脉冲经历的等离子体密度逐渐增大, 从方程 (1) 得知其群速度从脉冲头至尾逐渐变小, 即激光脉冲逐渐得到压缩. 频率向高频方向移动, 同时由于压缩导致脉冲长度变短, 峰值由于能量守恒的关系也将上升, 正如图 3(b) 所示. 图 3(b) 为稍后时刻第二个脉冲的频谱分析, 这时第

二个激光脉冲在尾波场中传播的长度为 $240\lambda_0$, 频率向高频方向漂移了约 $0.05\omega_0$, 这一结果与理论估计(见下文)非常接近.

接下来我们估计电磁波在静电波中传播时发生频率漂移的大小^[9,10,15]. 频移的大小取决于静电波的相速度、等离子体密度波振幅等参数. 假设第一个脉冲在稀薄均匀等离子体中传播时, 由于有质动力激发的电子密度波为 $\delta n \cdot \sin[k_p(x - v_p t)]$, 其中 v_p 为静电波相速度, 这时等离子体频率变为

$$\omega_p^2(x, t) = \omega_{p0}^2 \{1 - \epsilon \sin[k_p(x - v_p t)]\}, \quad (2)$$

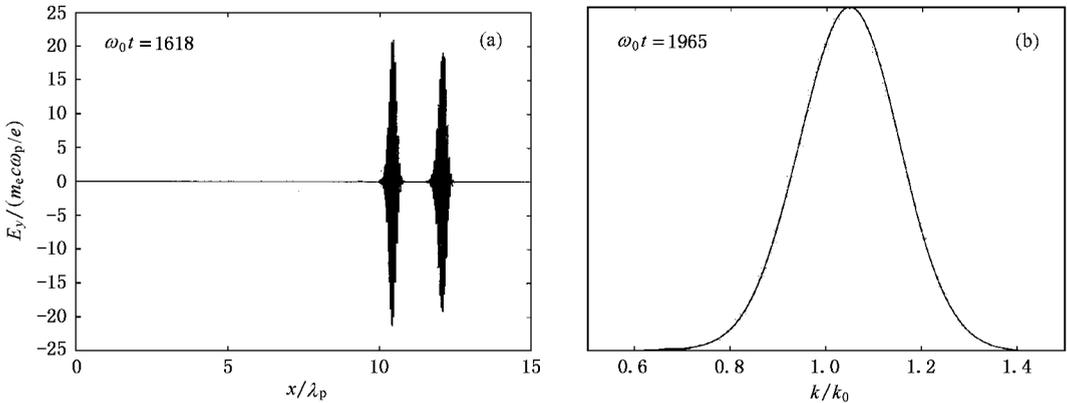


图 3 (a) $\omega_0 t = 1816$ 时刻激光电场分量 E_y 沿 x 方向的分布; (b) $\omega_0 t = 1965$ 时刻第二个脉冲的空间频谱分析

这里 $\epsilon = \delta n/n_0$, $\omega_{p0}^2 = 4\pi n_0 e^2/m_e$, $k_p = \omega_{p0}/c$. n_0 为初始密度, 等离子体密度波引起的不均匀性对色散关系的影响体现在等离子体频率的改变上.

在以速度 v_p 运动的坐标系中(带'系), 方程(2)变为

$$\omega_p'^2(x') = \omega_{p0}^2 [1 - \epsilon \sin(k'_p x')], \quad (3)$$

因此在带'系中, 等离子体频率仅是空间坐标的函数, 与时间无关, 等离子体可以看成静态的电磁介质. 我们知道, 在不随时间运动的静态介质中, 电磁波的频率不随时间改变^[11], 即 $\omega'(x', t') = \omega'_0$, $\delta\omega' = 0$, 这里 $\omega'_0 = \gamma_p(\omega_0 - v_p k_0)$, $\omega' = \gamma_p(\omega - v_p k)$, 其中 γ_p 为 v_p 对应的 Lorentz 因子. 由 $\delta\omega' = 0$ 得到

$$\delta\omega = v_p \delta k. \quad (4)$$

在均匀等离子体中, 电磁波的色散关系为 $\omega^2 = \omega_p^2(x, t) + c^2 k^2$, 变分得

$$2\omega\delta\omega - 2c^2 k\delta k = \delta\omega_p^2. \quad (5)$$

合并方程(4)和(5)得到

$$\delta\omega_p^2 = 2\omega\delta\omega(1 - c^2 k/\omega v_p). \quad (6)$$

将 ω_p^2 看成变量为 $x - v_p t$ 的函数, 对其变分得到

$$\delta\omega_p^2 = \frac{\partial\omega_p^2}{\partial x}(\delta x - v_p \delta t). \quad (7)$$

注意到 $\delta x/\delta t \equiv v_{g2} \equiv \partial\omega/\partial k$ 为第二个脉冲的群速度, 第二个脉冲的相速度为 $v_{p2} \equiv \omega/k$, 由稀薄等离子体中传播的电磁波的色散关系得到 $v_{g2} \cdot v_{p2} = c^2$, 合并方程(6)和(7), 代入方程(2)以及上述关系得到^[9]

$$\delta\omega/\delta x = \omega_{p0}^2 \epsilon k_p / 2\omega \cdot \cos[k_p(x - v_p t)]. \quad (8)$$

代入我们的计算参数, 在 $t = 1965\omega_0^{-1}$ 时刻, 第二个脉冲在等离子体中传播了约 $241\lambda_0$ 距离, 诊断得到电子密度波的振幅为 $\epsilon = 0.5$, 因此方程(8)估计的理论频移为 $\delta\omega = 0.046\omega_0$. 从图 3(b) 得到的实际频移为 $\delta\omega = 0.05\omega_0$, 两者符合得很好.

从方程(8)看到, 随着频率 ω 的增大, $\delta\omega/\delta x$ 逐渐变小, 频移将最终达到饱和. 从物理的角度看, 随着第二个脉冲 ω 的增大, 其平均群速度也逐渐增大, 它与第一个脉冲之间的相位匹配关系也将逐渐被破坏, 这时第二个激光脉冲扫过后残余的静电场

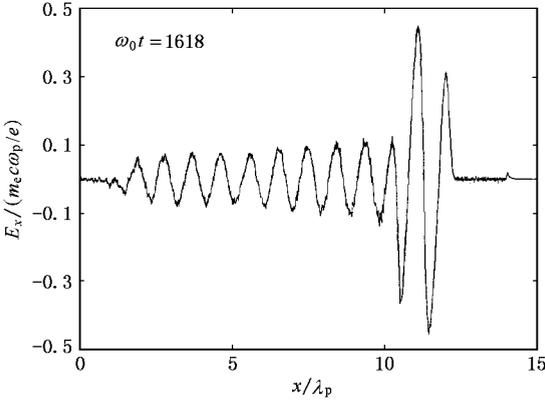


图4 静电场 E_x 沿 x 方向的分布

将越来越大,正如图4所示.我们同样从色散关系出发,简单地讨论第二个激光脉冲的频移饱和极限.由于色散关系在 Lorents 变换下不变,在随静电波一起运动的坐标系中,为

$$c^2 k'^2 = \omega'^2 - \omega_{p0}^2 [1 - \epsilon \sin(k'_p x')]. \quad (9)$$

由于在带'系中电磁介质是不随时间变化的,因此 ω' 不随时间变化,由上述方程得到 k' 也不随时间变化,它仅是空间的函数.假设当 $t = 0$ 的初始时刻,注入的第二个激光脉冲位于等离子体密度波的波腹处,随着密度的增加, k' 逐渐变小,在等离子体波峰处达到0,然后 k' 反向逐渐增大,在等离子体密度波波腹处 k' 反向最大,在实验室坐标系中, k' 从最大到反方向最大这一过程中,频移达到最大.在带'系中,激光频率可以由在波峰处 ($\delta n = 1 + \epsilon$) 激光脉冲折回 ($k' = 0$) 这一条件确定.由方程(9)得到 $\omega' = \omega_{p0} (1 + \epsilon)^{1/2}$. 初始时刻,激光脉冲位于等离子体密度波波腹处,由方程(9)得到此处波数为 $k'_i = -(\omega_{p0}/c \chi 2\epsilon)^{1/2}$, 实验室坐标系下,初始时刻频率通过 Lorents 变换得到 $\omega_i = \gamma_p (\omega' + v_p k'_i) = \gamma_p \omega_{p0} [(1 + \epsilon)^{1/2} - (2\epsilon)^{1/2}] \equiv \omega_0$; 频移达到最大时,波数反向 $k'_f = -k'_i = (\omega_{p0}/c \chi 2\epsilon)^{1/2}$, 这时的频率为 $\omega_f = \gamma_p (\omega' + v_p k'_f) = \gamma_p \omega_{p0} [(1 + \epsilon)^{1/2} + (2\epsilon)^{1/2}]$, 用 ω_i (即 ω_0) 消掉 v_p 得到最大可能频移为

$$\Delta\omega_{\max} = \omega_f - \omega_i = \omega_0 \frac{\chi 2\epsilon)^{1/2}}{(1 + \epsilon)^{1/2} - (2\epsilon)^{1/2}}, \quad (10)$$

代入我们的参数 $\epsilon \approx 0.5$, 由(10)式得到 $\Delta\omega_{\max} \approx 9\omega_0$. 在我们模拟的长度内,实际的激光频移仅有 $5\% \omega_0$, 远小于饱和极限,因此(8)式能与实际模拟的

结果很好地符合.值得注意的是(10)式中与静电波相速也就是与背景等离子体密度无关.

需要指出的是:上述频率饱和效应是由于激光频率的改变导致群速度的改变从而与静电波的相位失谐造成,注意到激光频移的饱和极限与背景等离子体密度无关,一个增大频移极限的办法是使等离子体有一密度梯度,这一密度梯度效应导致的激光群速度变小的趋势抵消了频移导致群速度变大的趋势.一个合适的密度标长为^[9,16]

$$L_n = \left(\frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \right)^{-1} = N\lambda_p \gamma_p^2 \frac{1 + \sqrt{\epsilon}}{\epsilon}, \quad (11)$$

这里 N 为第一个脉冲扫过后,激发的静电波的数目.

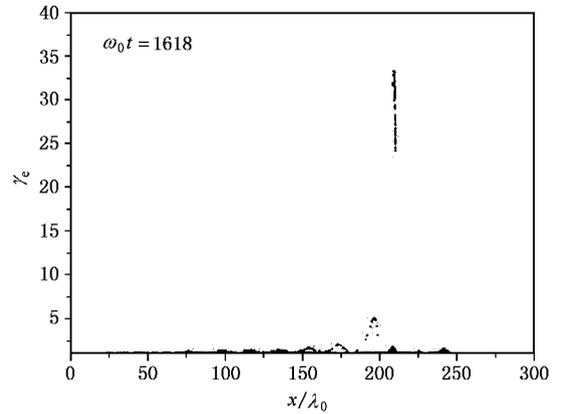


图5 电子动能沿 x 方向的分布

最后我们讨论这一过程中电子的加热.图5为电子动能沿 x 方向的分布.由于第二个脉冲扫过等离子体后,静电场几乎被抹平,所以只产生单一的一个“捕获”峰.在普通的单脉冲激发的激光尾波场中,间隔 λ_p 距离电子都被静电场“捕获”^[13]. 这样双脉冲情况下就获得了更“单纯能量”的超热电子,这在一些场合有重大的应用价值.

3. 结 论

两个间隔一定大小的超短激光脉冲在稀薄等离子体中传播时,第二个脉冲激发的静电波与第一个脉冲激发的静电波位相相反,它在传播过程中后部经历的电子密度小于脉冲头部的电子密度,所以将被压缩,其频率向高频方向移动.我们用粒子模拟证实了这一点,并将模拟得到频移与理论作了对比,结

果相符. 此外, 激发的等离子体密度波和非线性效应使得最有效频移对应的脉冲之间的间距比线性理论估计值大.

感谢与九院常铁强教授、刘兴平教授的有益讨论和热心支持.

- [1] Maine P *et al* 1998 *IEEE J. Quantum Electron.* **24** 398
 [2] Thomas B and Ferenc K 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
 [3] Cheng Z *et al* 1999 *Opt. Lett.* **24** 247
 [4] Cheng S Y *et al* 1998 *Nature* **396** 653
 [5] Pogorelsky I V *et al* 2000 *Phys. Rev. ST. Accel. Lett.* **3** 090702
 [6] Bezzerrides B *et al* 1982 *Phys. Rev. Lett.* **49** 202
 [7] Sheng Z M *et al* 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1796 (in Chinese) [盛政明等 1992 物理学报 **41** 1796]
 [8] Sheng Z M *et al* 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 122
 [9] Wilks S C *et al* 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 2600
 [10] Esarey E *et al* 1990 *Phys. Rev. A* **42** 3526
 [11] Yu W *et al* 1992 *Phys. Rev. A* **46** 8021
 [12] Tajima T and Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
 [13] Xu H *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 153 (in Chinese) [徐涵等 2003 物理学报 **52** 135]
 [14] Esarey E *et al* 1996 *IEEE Translation on plasma science* **24** 253
 [15] Sheng Z M *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7258
 [16] Katsouleas T 1986 *Phys. Rev. A* **33** 4412

Frequency shift of laser pulse propagating in wakefield*

Xu Han Chang Wen-Wei Yin Yan

(*Institute of Science, National University of Defense Technology, Changsha 410073, China*)

(Received 12 May 2002 ; revised manuscript received 5 March 2003)

Abstract

When two ultrashort and ultrahigh laser pulses spacing an appropriate distance propagate through tenuous plasma, the second laser pulse will be compressed and shift to higher frequency because the anterior part of the pulse experiences the higher plasma density and propagates with lower group velocity while the rear part of the pulse experiences the lower plasma density and propagates with higher group velocity. The frequency shift of the second pulse in our PIC simulation is in good agreement with the theoretical predication. Furthermore, the optimum intervals between the two pulses is larger than that estimated with linear theory.

Keywords : frequency shift, ponderomotive force, electron trap

PACC : 5265, 5240D

* Project supported by the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China (Grant No. 10085002).