

激光脉冲在气体中产生的离化波前的演化 及其对光脉冲传播的影响^{*}

陈 民 盛政明 张 杰[†]

(中国科学院物理研究所光物理重点实验室,北京 100080)

(2005 年 3 月 30 日收到,2005 年 5 月 20 日收到修改稿)

利用带离子程序的一维粒子模拟程序,对光脉冲与离化波前的相互作用进行了模拟研究,讨论了在原子多度电离的情况下光脉冲与离化波前的相互作用关系.研究表明,由于原子各级离化势的不连续性使得离化波前在空间上出现平台区,离化过程导致激光频率发生蓝移,这个蓝移又对脉冲形状产生调制,使脉冲前沿呈阶跃型增长,阶跃型的光脉冲包络使离化波前的平台区变短,直至整个离化波前分为几个不同梯度的区域.还讨论了不同元素和不同密度的气体中产生的离化波前的特点.同时分析了光脉冲频率随传播距离的关系,指出由于光脉冲宽度的增加,将导致出射的光脉冲在基频和二倍频之间的频谱出现精细结构.

关键词:激光等离子体,光电离,离化波前,激光频率上转换

PACC:5265,5240,5240D

1. 引 言

随着超短超强激光技术的发展,有关激光与物质相互作用的研究也越来越丰富^[1-6].超短超强激光与物质相互作用时,物质在光脉冲前沿的几个周期内得到离化,后续脉冲是与物质离化后的等离子体相互作用.这种极短时间内的离化产生了很多非常有趣的非线性效应.譬如,由于物质的快速离化,相应的等离子体密度和折射率也随之改变,激光场正是在这种折射率随时间快速变化的物质中传播.折射率随时间的变化导致激光相位受到调制,相应的激光频率也产生蓝移,使激光谱产生超连续现象^[7-9].Liu 等人研究了由于激光横向强度的不同,造成离化波前在横向的密度不均匀性,引起光场横向的自散焦以及激光强度在横向环状结构的形成^[9,10].Kato 等人研究了由于场电离过程对激光脉冲产生的调制会对激光尾波场起放大作用,这种现象通常发生在激光脉宽远大于等离子体波波长的条件下^[11].除了离化过程对激光场的横向和纵向调制以外,离化波前本身也有很多应用.当低频电磁波与以相对论速度移动的离化波前相互作用时,反射电

磁波的频率将为入射光的 $(1 + \beta_0)(1 - \beta_0)$ 倍,其中 β_0 为用真空中光速归一化后的离化波前的运动速度^[12-15].这种通过离化波前产生的频率上转换为人们得到高频辐射源开辟了一个新途径.Hashimshony 和 Zigler 研究了利用离化波前将静电波转化为电磁波.因为其辐射频率与等离子体频率相当,这对制作可调谐的相干太赫兹辐射源以及天体等离子体研究都有积极意义^[16].

本文先介绍我们最近发展的带有光电离子程序的一维粒子模拟程序,然后讨论利用该程序对离化波前与激光脉冲相互作用进行模拟研究的结果.通过对不同元素与不同强度的激光产生的离化波前进行比较,得出适用于激光频率上转换的离化波前所需的实验条件,同时研究了激光频率随其在气体中传播距离的关系,观察到在激光基频和二倍频之间的频谱中精细结构的产生,并分析了其产生机理.

2. 带离化的一维粒子模拟程序

我们在现有的一维粒子模拟程序^[17]的基础上加入了光场电离过程.因为在所研究的激光强度和

^{*} 国家自然科学基金(批准号:10425416,10335020,10374116),国家(863)高技术惯性约束核聚变主题和中国科学院知识创新工程项目资助的课题.

[†] E-mail: jzhang@aphy.iphy.ac.cn, mchen@aphy.iphy.ac.cn

作用时间范围内,碰撞离化和复合过程的影响都可以忽略^[18,19]。程序中我们只考虑光电离而忽略了其他离化和复合过程。另外对于模拟所用的激光强度,隧道电离比低光强时的多光子电离与实验结果符合得更好。模拟中激光波长为 800nm,原子的离化频率及电子在轨道上的运动频率大于激光频率,光场对于轨道电子有如稳态的直流电场,因此与文献[11]一样,我们采用了由 Landau 和 Lifshitz 按照直流隧道电离模型^[20]给出的离化率公式^[21]

$$\omega_i = 4\omega_{a_0} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{5/2} \frac{E_{a_0}}{E} \exp \left[-\frac{2}{3} \frac{E_{a_0}}{E} \left(\frac{E_i}{E_h} \right)^{3/2} \right], \quad (1)$$

其离化频率仅依赖于电场强度。式中 $\omega_{a_0} = me^4/\hbar^3 = 4.1 \times 10^{16} \text{ s}^{-1}$, 为原子单位频率; $E_{a_0} = m^2 e^5/\hbar^4 = 5.1 \times 10^9 \text{ V/cm}$ 为原子单位电场强度; $E_h = m^2 e^4/2\hbar^2 = 13.6 \text{ eV}$, 为氢原子的电离能; E_i 为原子的各级离化势, E 为原子感受到的电场强度。程序中,在每一个时间步长内,我们计算出原子离化概率 $P = 1 - \exp\{-\omega[E(t)]\Delta t\}$, 然后产生 $[0, 1]$ 间的随机数 q ; 当且仅当 $q \leq P$ 时原子离化,产生一个电子及一个离子。对于原子的高次离化,在产生一个新电子的同时,只是使得原有离子的电荷数加一,而不再产生新离子。对于气态多原子分子,我们的处理方式与文献

[11]一样,是先将分子密度转化为相应的原子密度,如 $n_{\text{O}_2} \rightarrow n_0 = 2 \times n_{\text{O}_2}$ 。新产生的离子与电子的初速度均设为 0。在目前的程序中,我们忽略了由于离化而造成的激光能量损失,因为在我们所用的模拟参数下,能量损失率非常低^[11]。

3. 电离波前及光脉冲包络演化

在模拟中我们用的激光波长固定为 800nm,脉冲包络为 $E(t) = E_0 \sin^2(\pi t/T)$, 其中脉宽 $T = 25 T_0 \approx 66.7 \text{ fs}$, T_0 为激光周期。激光强度由关系式 $I\lambda_0^2 = 1.38 \times 10^{18} a_0^2 (\text{W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2)$ 给出,其中 λ_0 为以 μm 为单位的激光波长, $a_0 = eE_0/m\omega_0 c$ 为归一化的电场强度峰值, $-e$ 为电子电量, m 为电子质量, ω_0 和 c 为激光频率和真空中的光速。材料介质的密度以临界密度 $n_c = \epsilon_0 m\omega_0^2/e^2 \approx 1.74 \times 10^{21} / \text{cm}^3$ 为单位。长度和时间单位分别用激光波长和周期做归一化处理。

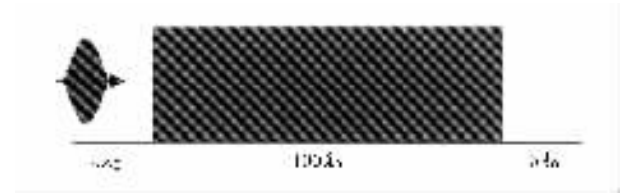


图 1 粒子模拟示意图

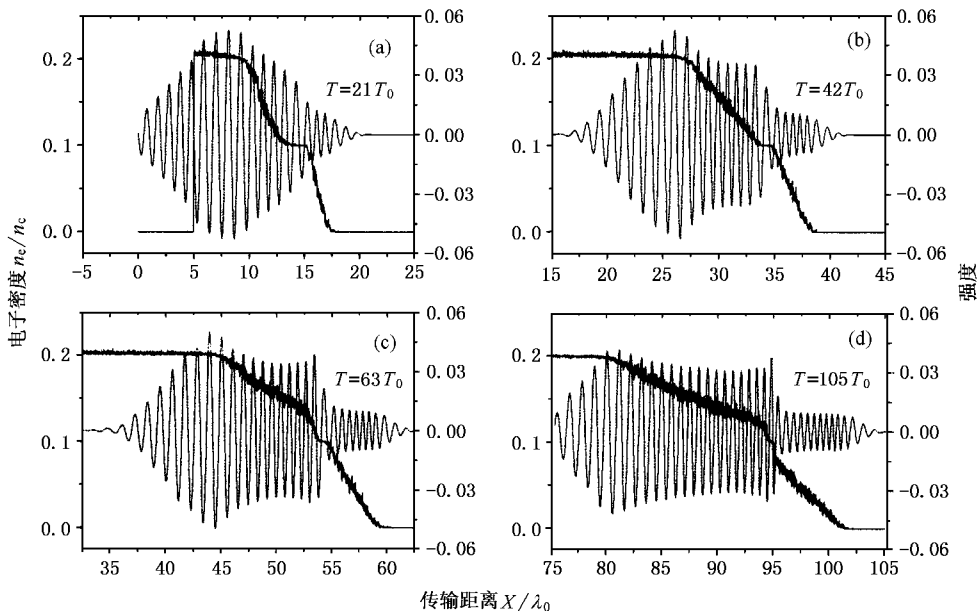


图 2 超短脉冲激光与氧气作用中通过常电离产生的电子密度分布和相应的激光电场分布。(a)–(d)分别是激光传播 21, 42, 63, 105 个光周期时间后的变化曲线。各图中,左纵坐标为用临界密度归一化的电子密度,右纵坐标为归一化的电场强度,横坐标为以波长为单位的空间长度。入射激光电场振幅峰值 $a_0 = 0.05$, 氧气密度 $n_{\text{O}_2} = 0.05 n_c$ 。

图 1 给出了模拟盒子中初始状态的气体密度分布. 气体总的长度为 $100\lambda_0$, 前后分别有 $5\lambda_0$ 的真空区域. 线偏振激光场从左边正入射到气体介质中. 模拟中总共用了 11000 个网格和 4×10^5 个中性粒子, 电子和离子数随着场电离过程进行而增加.

我们首先研究了光场强度为 $a_0 = 0.05$ 的激光 (对应于实际强度为 $5.4 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$) 与密度为 $0.05n_c$ 的氧气相互作用 (对应的实际密度为 $8.7 \times 10^{19}/\text{cm}^3$) 这种密度的气体很容易通过气体喷嘴装置得到^[22-23]. 图 2 为该参数下不同时刻电子密度及光脉冲电场强度随空间坐标的曲线, 其中电子密度曲线反映了电离波前的形状. 由图可以看出, 在这样的光强下氧原子电离度为 2. 电离波前的密度在中间区域出现平台, 在平台区前后两侧电子密度呈现出阶跃型增长. 随着时间推移, 整个电离波前区变长, 中间平台区变短. 在中间平台区激光场包络呈现出阶跃型增长. 当 $T = 105T_0$ 时, 光场分为明显的三部分: 前沿与中间部分的光场振幅基本为常数, 而后沿则与初始光场变化不大. 图 3 给出的是通过方程 (1) 得到的各种元素在不同强度激光场下一个光周期的平均电离度 P , 其中各元素各阶电离势取自程序 PTABLE^[24]. 我们以使电离度达到 0.1 时对应的

光强为电离的阈值光强, 由图 3(a) 可以看出, 氧元素的一级电离阈值光强为 $a_1 = 0.0125$, 二级为 $a_2 = 0.0375$. 由初始脉冲包络 $a = 0.05\sin^2(\pi t/T)$, 可以得出相应的电离起始时刻分别为 $t_1 = 4.293$, $t_2 = 8.333$. 可见, 在一次电离开始后的 4.04 个光周期后, 二次电离才开始. 而由图 2(a) 可以看出 (近似认为此时光场与初始未电离时光场一样), 全部原子一次电离约只需 1.92 个光周期, 即一次电离结束到开始二次电离开始, 中间间隔为 2.12 个光周期. 在电离波前上这段时间正对应着一次电离饱和的平台区.

由图 2(b)–(d) 可以看出当激光场受到调制后, 其强度从 a_1 提升到 a_2 的时间逐步减小, 在电离波前上的反映就是平台区的缩短. 由于等离子体中的激光场的群速度为 $V_g = c\sqrt{\epsilon}$, $\epsilon = 1 - \omega_{pe}^2/\omega^2 = 1 - n_e/n_c$ 为等离子体的介电函数, 随着电离度的增加, 电子密度增大, 激光场的前沿传播速度大于后沿, 整个激光场包络被展宽; 另一方面后续激光场在传播过程中会受到密度不均匀处等离子体的反射, 这两个原因造成激光场的强度随传播距离而变弱, 整个电离波前区域变长. 可见正是由于光场包络的演化导致了电离波前的演变; 反过来, 光场包络的演化

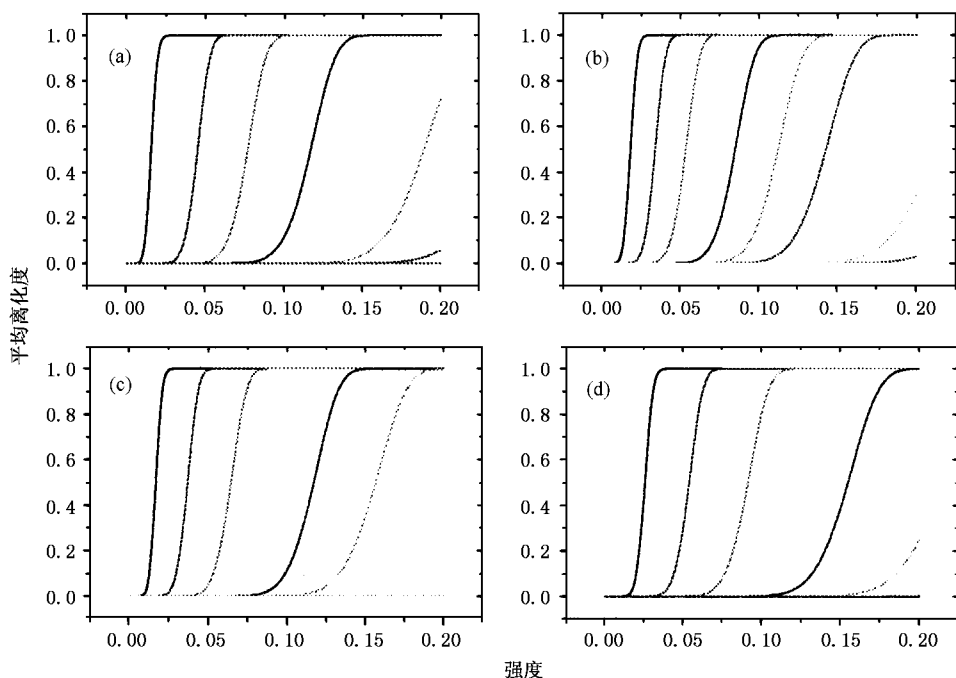


图 3 (a)–(d) 分别为一个光周期下氧、氟、氮、氩原子的各级电离度随光强的变化关系 (横坐标为归一化的波长为 800nm 激光的电场强度, 纵坐标为平均电离度. 各图中从左到右各曲线分别对应一次电离度, 二次电离度, 三次电离度等)

也是由于光离化以及离化波前的调制造成的. 另外, 在一次离化区域, 由于离化率随光强增大而增大, 导致本区域后面的激光频率由于离化造成的频率蓝移^[25 26]大于前面. 而由激光在均匀等离子体中传播的群速度公式 $V_g = c(1 - \omega_{pe}^2/\omega^2)^{1/2}$, 可知后面光场的群速度将大于前面. 随着时间变化后面激光能量相对前移, 造成在一次离化区域内横向电场振幅包络逐渐变得平缓; 在二次离化区域内同样有此现象发生. 这样在离化波前平台区前面的电场由于向前传播能量而振幅减弱, 而在其后面的电场由于能量积累而振幅增强, 导致离化波前平台区两侧电场振幅产生跳跃. 最终在激光场强相对稳定的区域, 离化率相同, 离化面呈近似指数增长, 而不同次离化面具有不同的离化率, 产生的电子密度梯度也不同. 图 2 (d) 图 4 (b) 及图 5 (b) 正反映了这一点.

由图 3 可以看出, 对于与图 2 同样强度的光脉冲作用下, 氩原子将产生三次离化. 图 4 给出的是最大电场振幅 $a_0 = 0.05$ 的激光脉冲在与初始密度为 $0.1n_c$ 的氩气相互作用时不同时刻的离化波前和相应激光场的演化情况. 由于氩原子第一和第二离化能较接近, 离化波前的平台区不明显. 但由于平台区两侧的离化速率不同, 造成激光场蓝移频率的不同, 横向电场的强度仍然受到调制. 结果在两次离化的平台区都会产生电场强度的阶跃性变化. 而整个离化波前区也最终演化为三个具有不同等离子体密度梯度的区域.

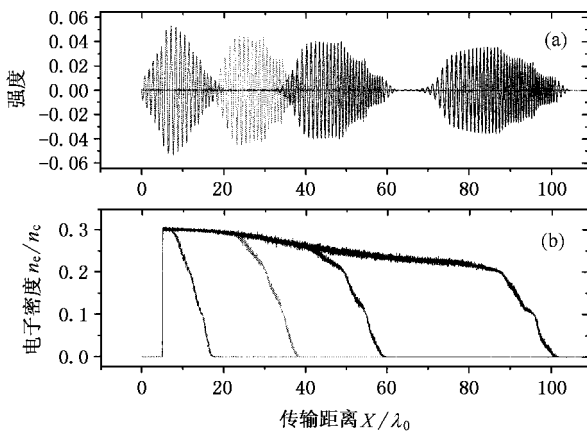


图 4 电场振幅峰值 $a_0 = 0.05$ 的激光与密度为 $0.1n_c$ 的氩气相互作用时, 激光传播 21, 42, 63, 105 个光周期后, 电场强度 (a) 与电子密度 (b) 随空间的分布图

在实验中为了利用离化波前产生频率上转换, 通常都需要它有大的密度梯度. 基于以上分析, 为了

避免多次离化而造成的离化波前的展宽, 最好使得所选光强低于二次离化的光强阈值, 而选用较高的初始气体密度. 图 5 是电场强度 $a_0 = 0.02$ 的激光与初始密度 $n = 0.2n_c$ 的氧气相互作用中不同时刻电场强度与电子密度随空间的变化关系曲线. 从图中可以看出这种情况下离化波前的密度梯度比得到相同电子密度的图 3 中的离化波前的梯度要大. 对于超高强度的激光与物质相互作用, 为了得到密度梯度大的离化波前, 所选的气体原子应该具有大的相邻离化阈值差, 光强应使得低阶离化快速进行而高阶离化得到抑制.

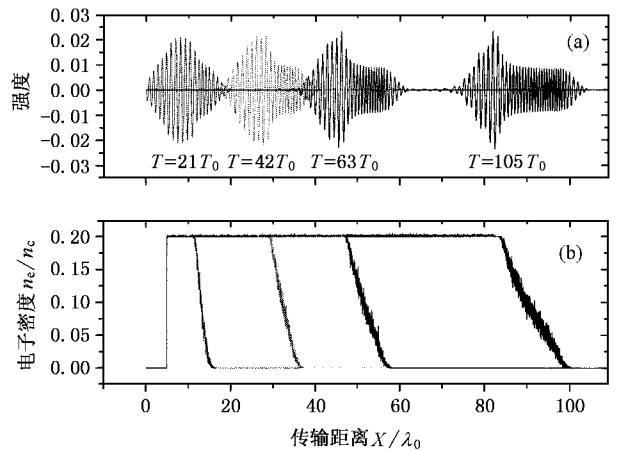


图 5 电场振幅峰值 $a_0 = 0.02$ 的激光与密度为 $0.2n_c$ 的氧气相互作用时, 激光传播 21, 42, 63, 105 个光周期后, 电场强度 (a) 与电子密度 (b) 随空间的分布图

4. 激光脉冲的频谱演化

在离化波前与激光脉冲相互作用中, 很早以前理论和实验上就证实了激光的频率会上移^[25 26]. 激光频率上移在激光脉冲与离化波前作用中的机理主要有两个: 在光脉冲作用区电子密度随时间的快速上升以及电离波前电子密度梯度为负值. 在通常的研究激光脉冲频谱变化的理论中, 假定所用光强及气体密度较低而忽略了传播过程中激光场幅度的变化. 譬如 Esarey 详细讨论了这种情形下的光场的频率变化^[25]. 在我们的研究中由于气体密度比较高, 离化调制对光场振幅的变化已不可忽略, 在这样的情形下欲得到解析分析较困难. 为此, 我们用模拟的方法分析激光频率随其在气体中传播距离的变化.

图 6 给出了 $a_0 = 0.02$ 的激光与密度为 $0.2n_c$

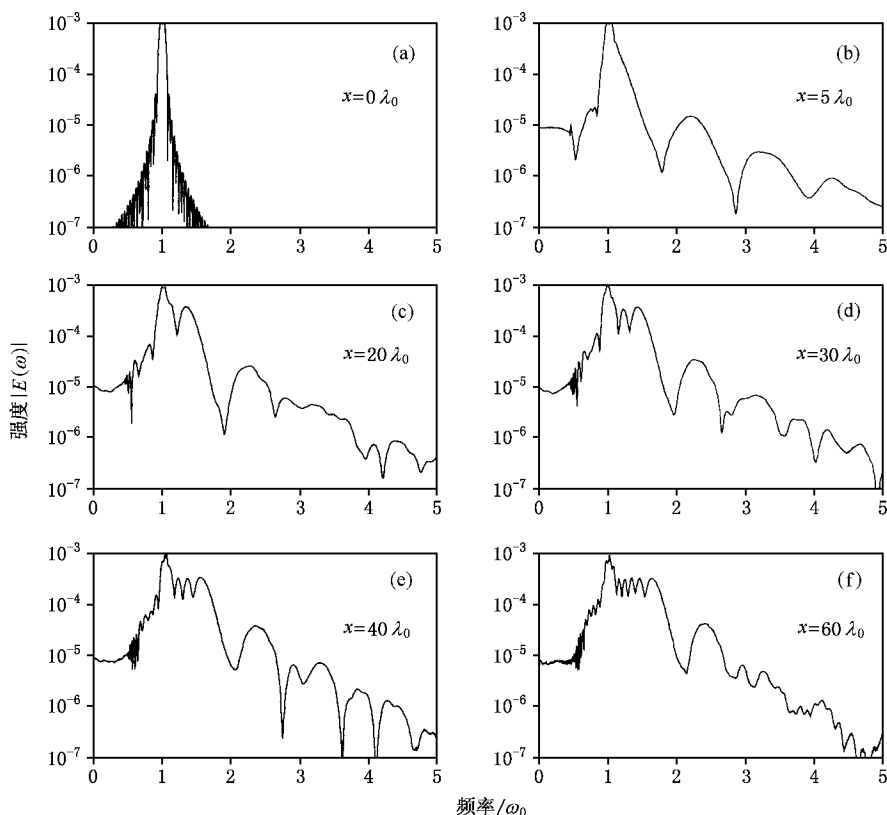


图 6 电场振幅峰值 $a_0 = 0.02$ 的激光与密度为 $0.2n_c$ 的氧气相互作用时,在气体中位置为 $0\lambda_0, 5\lambda_0, 20\lambda_0, 30\lambda_0, 40\lambda_0, 60\lambda_0$ 处激光的频谱

的氧气相互作用时,在气体中不同位置处得到光场的频谱图.横坐标是用激光频率归一化后的频率,纵坐标为傅里叶变换后的频率强度的绝对值.从图中可以看出,激光在传播过程中其频率逐渐向二倍频展宽.除此之外,还存在高阶谐波,其相对幅度随着激光传播距离而增大^[19].

在模拟中我们发现在激光频率向二倍频扩展时,在这频率区间会出现精细结构.从图 6 可以看到,在该参数下当传播距离为 $n\lambda_0$ 时,在频谱图上的基频与二倍频区间内会出现数目约为 $n\lambda_0/10$ 个小峰 ($n = 2, 3, 4, 6$).研究中我们发现,当改变激光强度或选用不同元素进而改变原子电离能时传播相同距离后小峰数目都基本不会改变.但当改变初始气体密度时,初始气体密度越大,传播等距离后产生的峰数就越多.我们认为峰的产生来源于激光脉冲长度的加宽.随着光脉冲的传播,光脉冲的前沿与后沿逐渐被拉开,光脉冲在时间上可以分为几段脉冲(脉冲列)的叠加,它们在频谱上有相同成分.图 7 给出了激光脉冲几个不同区域的频谱,表明了这一点.为了说明激光脉冲列的产生与其频谱的关系,我们假

定有前后延迟为 t_0 而频率相同的两个脉冲,即 $E(t) = E_1(t) + E_2(t - t_0)$.由傅里叶变换关系有 $E(\omega) = E_1(\omega) + e^{-i\omega t_0} E_2(\omega)$,可见当两光束中存在相同频率的光时,在频谱的绝对值中将存在 $\cos(2t_0\omega)$ 振荡项.谱中的小峰间隔 $\Delta\omega = \pi/t_0$ 将随光脉冲延迟 t_0 增加变小.随着传播距离的增加,离化使得光谱加宽,小峰数目也就不断增加.对于同一传播距离的光谱,从图 6 中可以看出小峰间隔实际上随着频率增大而增大,说明高频成分的光在光脉冲中被拉开的少,而低频成分的光被拉开的大,这正可以从图 7 反映出来.基频在 $25T_0 - 55T_0$ 段均存在,而接近二倍频的光场主要存在于 $0T_0 - 25T_0$ 段,即光脉冲的离化前沿区.当初始光强一定时,初始气体密度增加将导致在相同传播距离情况下脉冲长度的加宽会变大,这就使得峰的数目会增多,而只要光强和原子电离能的变化保持在一定范围内,不改变原子离化的阶次,电离产生电子的密度就不会增加,脉冲的加宽就不会有太大的变化,在模拟中也就不会见到小峰数目的明显变化了.这与我们模拟观察

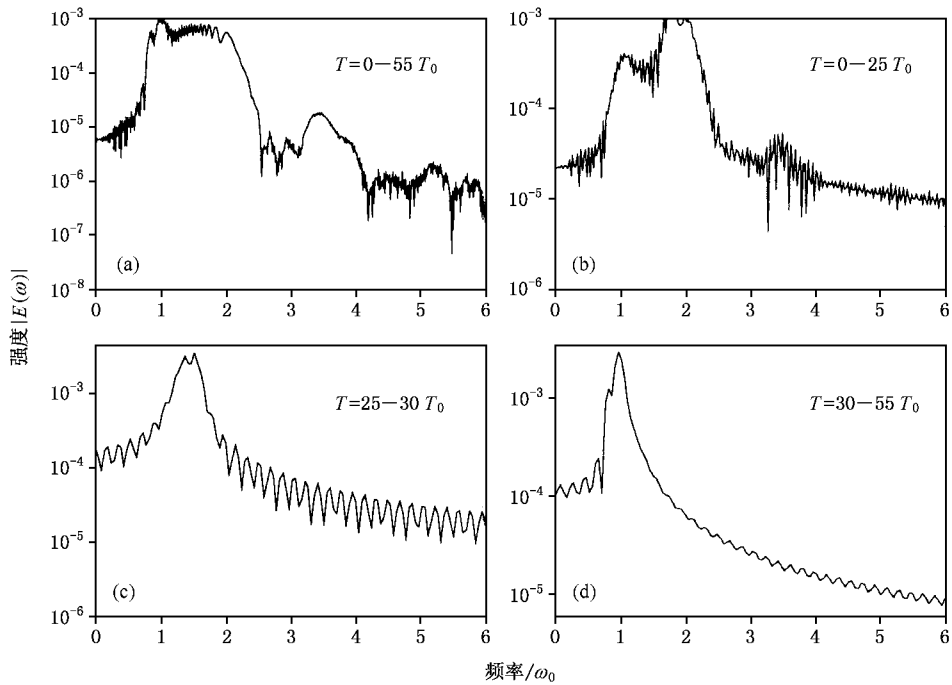


图 7 激光传输 105 个光周期后,光脉冲不同段的频谱(激光参数与气体参数同图 6)

到的结果一致.

5. 总 结

本文利用带离子程序的一维粒子模拟程序,对光脉冲与离化前沿的相互作用进行了模拟研究,给出了在原子多度电离的情况下光脉冲与离化前沿的相互作用关系.由于原子离化势的非连续性及离化产生的光频率调制,将使得光脉冲包络演化成台阶型.这种形状的光脉冲包络又将使得离化波前的平台区变短,最终消失.整个离化区被分为几个具有

不同等离子体密度梯度的区域,在这些区域的转折点处,激光场包络呈阶跃型改变.其次研究了不同元素不同密度的气体的离化波前,指出了实验中为得到大梯度密度的离化波前,所选气体元素与激光强度应该满足的条件.最后研究的激光频谱的演化,发现光脉冲在传播过程中由于脉宽逐步展宽以及激光频率的上移,将导致在基频和二倍频之间的频谱中产生精细振荡结构.

感谢本组的马燕云博士以及郑君和王鹏同学的有益讨论.

- [1] Krueer W L 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2270
- [2] Sheng Z M, Zhang J, Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 125 (in Chinese) [盛政明、张杰、余 玮 2003 物理学报 **52** 125]
- [3] Zhang J, Zhang J, Chen Q *et al* 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1764 (in Chinese) [张 军、张 杰、陈 清等 2002 物理学报 **51** 1764]
- [4] Liu S B, Tu Q F, Yu W, Chen Z H, Zhang J 2001 *Chinese Phys. Lett.* **18** 646
- [5] Umstadter D 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1774
- [6] Lin J Q, Zhang J, Li Y T, Chen L M, Lu T Z, Teng H, Man B Y, Zhao L Z 2001 *Chinese Phys. Lett.* **18** 211
- [7] Hizanidis K, Vomvoridis J L, Mendonca J T, Frantzeskakis D J 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 323
- [8] Penetrante B M, Bardsley J N, Wood W M, Sliders C W, Downer M C 1992 *J. Opt. Soc. Am. B* **9** 2032
- [9] Liu C S, Tripathi V K 2000 *Phys. Plasmas* **7** 4360
- [10] Chessa P, Wispelaere E D, Dorchiez F, Malka V, Marques J R, Hamoniaux G, Mora P, Amiranoff F 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 552
- [11] Kato S, Kishimoto Y, Koga J 1998 *Phys. Plasmas* **5** 292
- [12] Dias J M, Lopes N C, Silva L O *et al* 2002 *Phys. Rev. E* **66** 056406
- [13] Mendonca J M 1979 *J. Plasma Phys.* **22** 15
- [14] Mori W B 1991 *Phys. Rev. A* **44** 5118
- [15] Mendonca J M, Silva L O 1994 *Phys. Rev. E* **49** 3520

- [16] Hashimshony D , Zigler A 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 2806
- [17] Sheng Z M , Sentoku Y , Mima K *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5340
- [18] Ma Y Y , Chang W W , Ying Y , Yue Z W , Cao L H , Liu D Q 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1513 (in Chinese) [马燕云、常文蔚、银燕、岳宗五、曹莉华、刘大庆 2000 物理学报 **49** 1513]
- [19] Kemp A J , Pfund E W , Meyer-ter-Vehn J 2004 *Phys. Plasmas* **11** 5648
- [20] Ammosov M V , Delone N B , Krainov V P 1986 *Sov. Phys. JETP* **64** 1191
- [21] Landau L D , Lifshitz E M 1978 " *Quantum Mechanics* ", 3rd ed. (Pergamon , London)
- [22] Kim J U , Lee H J , Kim C , Kim G H , Suk H 2003 *J. Appl. Phys.* **94** 5497
- [23] Malka V , Coulaud C , Geindre J P *et al* 2000 *Review of Scientific Instruments* **71** 2329
- [24] Edgar E L 1993 *Periodic Table of the Elements*(PTABLE)
- [25] Esarey E , Joyce G , Sprangle P 1991 *Phys. Rev. A* **44** 3908
- [26] Esarey E , Ting A , Sprangle P 1990 *Phys. Rev. A* **42** 3526

Evolution of ionization front and its effects on laser pulse propagation in gaseous targets ^{*}

Chen Min Sheng Zheng-Ming Zhang Jie

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

(Received 30 March 2005 ; revised manuscript received 20 May 2005)

Abstract

When an intense laser pulse propagates in a gaseous target , an ionization front is produced at the leading edge of the laser pulse , which moves at the speed of light. By use of a one-dimensional particle-in-cell code with the field ionization included , we simulate the interaction between the laser pulse and its ionization front. It is found that , because of the discontinuities in atomic ionization potentials for different ionization orders , a flat-top region of the electron density appears inside the ionization front at the beginning. The ionization induces blue shift in the laser frequency , which modifies the laser pulse into a step-like profile. This new pulse profile in turn shortens the flat-top region in the ionization front. Generally the ionization front evolves into several parts , corresponding to different ionization orders , with different plasma density gradients. The effects of different gas elements and initial gas densities on the produced ionization fronts have been investigated. The conditions with regard to the laser intensity and gas species to produce steep density gradients in ionization fronts have been studied for applications in frequency up-conversion by use of counter-propagating light pulses. Finally , the spectrum evolution of the ionizing pulse is investigated and the resulting fine spectrum structure located between the fundamental and the second harmonic is analyzed.

Keywords : laser plasma , photon ionization , ionization fronts , frequency up-shift

PACC : 5265 , 5240 , 5240D

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10425416 , 10335020 , 10374116) , the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China , and by the Knowledge Innovation Program of Chinese Academy of Sciences.