

# 超短激光脉冲在等离子体中的分裂以及 类孤子结构的形成<sup>\*</sup>

张秋菊<sup>1)</sup> 武慧春<sup>2)</sup> 王兴海<sup>1)</sup> 盛政明<sup>2)</sup> 张 杰<sup>2)</sup>

1) 山东大学物理与电子科学学院, 济南 250014)

2) 中国科学院物理研究所, 北京 100080)

(2006 年 9 月 28 日收到, 2007 年 5 月 16 日收到修改稿)

用一维粒子模拟研究了超短脉冲在等离子体中传播时产生的光孤子结构以及由此形成的脉冲分裂现象, 比较了不同峰值强度和脉冲宽度对形成光孤子以及脉冲传播方式的影响. 研究表明: 脉冲宽度在若干个到十几个振荡周期的超短脉冲在等离子体中可能形成高速传播的光孤子, 脉冲宽度增加和强度增大两种方式都可以使得孤子结构的传播速度减慢, 且由于高阶孤子的衰变使得初始激光脉冲在等离子体中发生分裂, 形成两个以不同速度向前传播的孤子结构. 由孤子阶数的理论计算可较好地预言激光脉冲在等离子体中分裂的子脉冲数.

关键词: 光孤子, 超短激光脉冲, 等离子体, 粒子模拟

PACC: 5235S, 5235R, 5240D, 5265

## 1. 引 言

激光在等离子体中的传播是研究激光与等离子体相互作用的基础, 具有十分重要的意义. 随着超短脉冲激光技术的发展, 人们已经可以产生仅包含若干个振荡周期的超短脉冲激光了<sup>[1-4]</sup>. 大部分对超短脉冲激光与等离子体相互作用的研究中, 激光的脉冲宽度都是大于几十个激光振荡周期的. 很少有人注意到这种仅有若干个振荡周期到十几个振荡周期的超短激光脉冲在等离子体中的传播问题.

激光在等离子体中传播时, 群速度色散效应不改变脉冲的频谱, 却会使脉冲不断扩展. 由于等离子体本身是负色散介质, 所以使初始无啁啾的脉冲扩展后变成负啁啾脉冲. 另一方面, 激光在等离子体中传播时产生的非线性效应使脉冲前沿红移, 后沿蓝移, 中心部分呈现正啁啾, 从而使脉冲有被压缩的趋势. 当色散和非线性效应对光脉冲的作用相当时, 二者在等离子体中互相补偿, 便形成稳定传播的光孤子脉冲. 从 1975 年开始, 在激光与等离子体相互作用领域, 人们不断地在各种假设条件下研究有关等离子体中相对论孤子电磁波的理论<sup>[5-16]</sup>. 以往粒子模拟的结果表明, 光孤子产生于激光脉冲的后面, 而

且大都是传播速度接近于零, 即以被俘获在等离子体中的孤子形式出现<sup>[13-16]</sup>, 这也得到了实验上的证实<sup>[17]</sup>. 在等离子体中快速传播的光孤子波虽然在理论上是存在的, 但数值模拟中很难观察到. 最近, 我们利用一维粒子数值模拟对等离子体中产生的光孤子进行了观察. 结果表明, 当仅有若干个振荡周期的激光脉冲在等离子体中传播时, 可以以光孤子的形式向前传播, 等离子体中既存在着群速度近似为零的后孤子结构, 又可以产生群速度比较快的运动孤子结构<sup>[18]</sup>.

本文进一步详细研究了仅有若干振荡周期到十几个振荡周期的超短激光脉冲在等离子体中的传播问题. 发现脉冲宽度在周期量级到十几个周期的超短激光脉冲, 可以在等离子体中产生群速度比较快的运动孤子结构. 对于同样脉冲宽度的周期量级超短脉冲在等离子体中传播, 要形成一个稳定传播孤子结构, 等离子体密度大的对应激光的临界强度也大. 形成的孤子脉冲的传播速度反而减小. 不仅如此, 对于相同的等离子体密度, 随着脉冲宽度的逐渐增加或者脉冲强度的增大, 由于高阶孤子衰变产生脉冲的分裂, 导致若干个群速度比较快的孤子结构向前传播. 理论计算和模拟结果的比较表明, 利用高阶孤子衰变可以很好地解释激光脉冲在等离子体中

<sup>\*</sup> 国家自然科学基金(批准号:10547122, 10476033)和山东省自然科学基金(批准号:Q2006A07)资助的课题.

形成的光孤子结构以及脉冲分裂现象,还可以较好地预言激光脉冲在等离子体中分裂的子脉冲数.这对超短激光脉冲以何种形式与等离子体相互作用给出了更丰富的内容.

## 2. 激光在等离子体中产生光孤子结构的粒子模拟研究

在一维粒子模拟中,我们使光脉冲沿  $x$  轴方向传播,其电场沿  $z$  方向振荡.脉冲初始包络为正弦平方形式,其电场的无量纲振幅为

$$a = a_0 \sin^2(\pi t/T) \quad (0 \leq t \leq T),$$

其中  $a_0$  为归一化到  $m_e \omega_0 c/e$  的电场峰值振幅,  $\omega_0$ ,  $e$ ,  $m_e$  和  $c$  分别为初始激光脉冲的中心频率、电子电荷、电子质量和真空中的光速.

### 2.1. 周期量级的激光脉冲在等离子体中产生的传播孤子结构

我们首先考虑了只含三个周期的超短脉冲,即激光脉冲宽度为  $T = 3\tau$  的超短脉冲入射到等离子体中,无扰动的等离子体密度为  $n_0 = 0.7n_c$ ,其中  $n_c$

$= \omega_0^2 m_e \epsilon_0 / e^2$  为临界密度.图 1(a) 是当入射脉冲峰值振幅  $a_0 = 0.8$  时从模拟中得到的光脉冲的电场分量随时间和空间的演化.本文图中空间坐标都以初始脉冲的中心波长  $\lambda$  为单位,  $x = 20\lambda$  和  $x = 110\lambda$  处分别为等离子体与真空的左、右界面,时间坐标  $t$  以激光振荡周期  $\tau$  为单位.从图 1(c) 中可以看出,光脉冲在等离子体中传播时,由于等离子体的色散效应而扩展,脉冲的能量也随之分散.同时由于形成的等离子体波通过相位调制对脉冲有频率下移和压缩作用<sup>[19-21]</sup>,使脉冲的主频率下移到某一频率处,且由于等离子体的色散效应和非线性效应对该频率脉冲的作用大致平衡,从而使该频率的脉冲形成了一个孤立状的脉冲尖峰.此后它以  $v_g \approx 0.518c$  的群速度向前匀速传播,这个速度远大于以往采用相对论长脉冲的数值模拟和实验中观察到的光孤子速度.当  $a_0 > 0.8$  时,非线性效应已经大于色散作用.从图 1(b) 可以看出,  $a_0 = 1.0$  时孤立脉冲的平均传播速度  $v_g \approx 0.26c$  远小于图 2 中当  $a_0 = 0.8$  时的  $0.518c$ ,这是由于在等离子体中传播造成的频率下移更大的缘故<sup>[20]</sup>.当  $a_0 < 0.8$  时,由于对该等离子体参数而言峰值强度太小,使得色散对脉冲的扩展作用大于

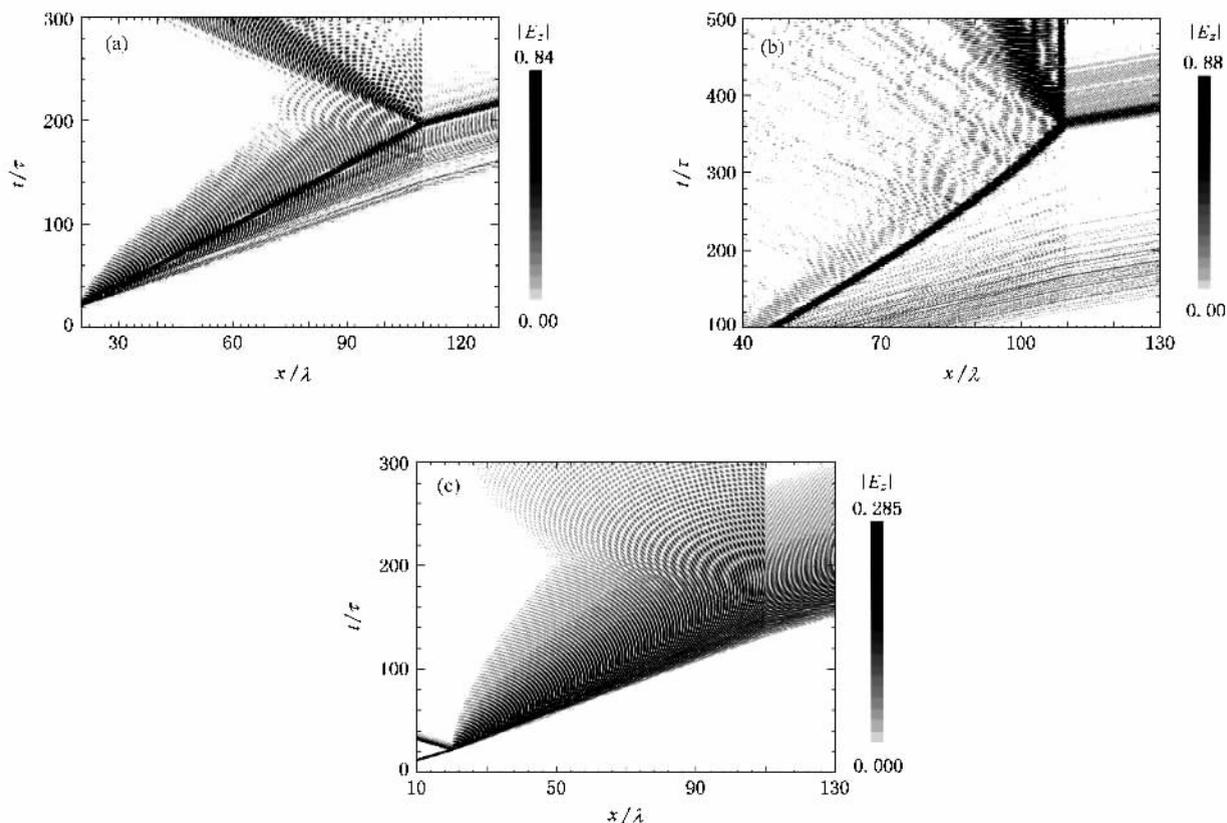


图 1 当  $T = 3\tau$ ,  $n_0 = 0.7n_c$  时电场  $z$  分量随时间和空间的演化 (a)  $a_0 = 0.8$  (b)  $a_0 = 1.0$  (c)  $a_0 = 0.3$

非线性的收缩作用,脉冲逐渐扩散而无法形成光孤子,所以图 1(c)中  $a_0 = 0.3$  时激光脉冲的能量在整个空间得以扩散.

对周期量级的超短脉冲而言,一定密度的等离子体对应着一个临界激光强度,在这一强度附近能形成单个稳定传播的光孤子结构.那么,在同样的激光脉冲入射时,不同密度的等离子体对孤子结构的形成又有怎样的影响呢?图 2 给出了同样包含三个

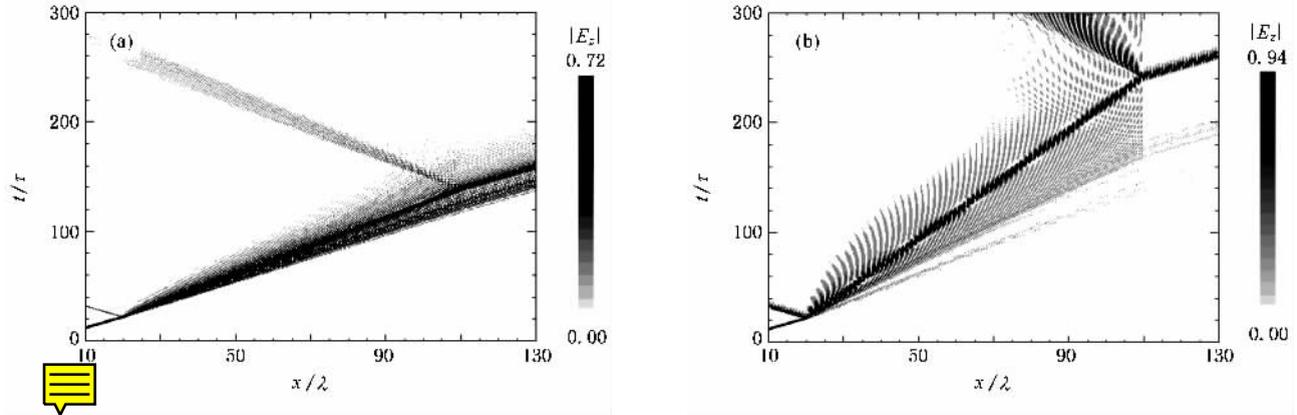


图 2 当  $T = 3\tau$  时电场  $z$  分量随时间和空间的演化 (a)  $a_0 = 0.7, n_0 = 0.3n_c$  (b)  $a_0 = 0.9, n_0 = 0.9n_c$

## 2.2. 脉冲宽度对光孤子结构产生的影响及其引起的脉冲分裂现象

以上都是含三个周期的超短激光脉冲在等离子体中形成的传播光孤子的情况.为了比较长脉冲与等离子体作用形成的光孤子与超短脉冲情况下的异同,我们模拟了在等离子体密度  $n_0 = 0.7n_c$ , 峰值振幅  $a_0 = 0.8$  时,激光的脉冲宽度从  $T = 3\tau$  一直增加到  $T = 30\tau$  的情况,图 3 为该参数下电场  $z$  分量随时间和空间的演化.

从图 3 可以看出,原本  $T = 3\tau$  时形成如图 3(a) 中的一个向前传播的孤子结构.随着激光的脉冲宽度增大到  $T = 6\tau$ ,激光脉冲一进入等离子体中,就被等离子体俘获,成为比较常见的传播速度为零的后孤子结构,如图 3(b)所示.其他部分能量则在等离子体中向前扩散传播,没有再形成孤子.当激光脉冲宽度增大到  $T = 12\tau$  时,激光脉冲进入等离子体后,除了一部分被等离子体俘获形成速度为零的孤子脉冲外,另外的具有较高群速度的类孤子结构,一直向前传播.这使得原来的激光脉冲在等离子体中形成了两部分脉冲,出现图 3(c)所示的激光脉冲的分裂现象.随着激光脉冲宽度的增大,有更多的能量以孤

振荡周期的激光脉冲在无扰动密度分别为  $n_0 = 0.3n_c$  和  $n_0 = 0.9n_c$  的等离子体中形成单个光孤子的传播情况,其对应的临界激光振幅分别为  $a_0 = 0.7$  和  $a_0 = 0.9$ ,而形成的光孤子脉冲的传播速度分别为  $v_g \approx 0.75c$  和  $v_g \approx 0.41c$ .这表明随着等离子体密度的增大,为了与色散效应相平衡,所对应的临界激光强度也增大,因而在等离子体中频率下移更大,所形成的光孤子的传播速度则变小.

子结构的形式从激光脉冲中分裂出来.图 3(d)为激光脉冲宽度为  $T = 15\tau$  时的传播情况.从图 3(d)可以看出,原来一个完整的激光脉冲已经分裂为两个以不同群速度向前传播的孤子脉冲和一个被等离子体俘获的孤子结构.这里脉冲的分裂是由于高阶孤子衰变形成的,下面我们将会给出理论解释.当脉冲宽度为  $T = 17\tau$  时,如图 3(e)中两个传播孤子的速度都减慢.当脉冲宽度增加到  $T = 30\tau$  时,激光脉冲在等离子体中没有形成向前传播的孤子结构,只是形成一串被俘获在等离子体中的后孤子,从而在等离子体中形成一串空泡结构,如图 3(f)所示.这些空泡已经为人们的模拟和实验研究所证实<sup>[13-17]</sup>,但是本文研究的这些脉冲宽度在周期量级到十几个振荡周期的激光在等离子体中分裂形成若干个传播孤子结构的现象,由于其变化比较快而且不易造成等离子体空泡,作者尚未见报道过.作为一种新的激光传播形式,这种传播孤子的形式更有利于集中携带较多的激光能量穿过部分等离子体区域.

## 2.3. 激光强度对脉冲分裂以及光孤子结构产生的影响

在同样的无扰动等离子体密度为  $n_0 = 0.7n_c$ , 激光脉冲宽度为  $T = 15\tau$  时,我们比较了不同激光

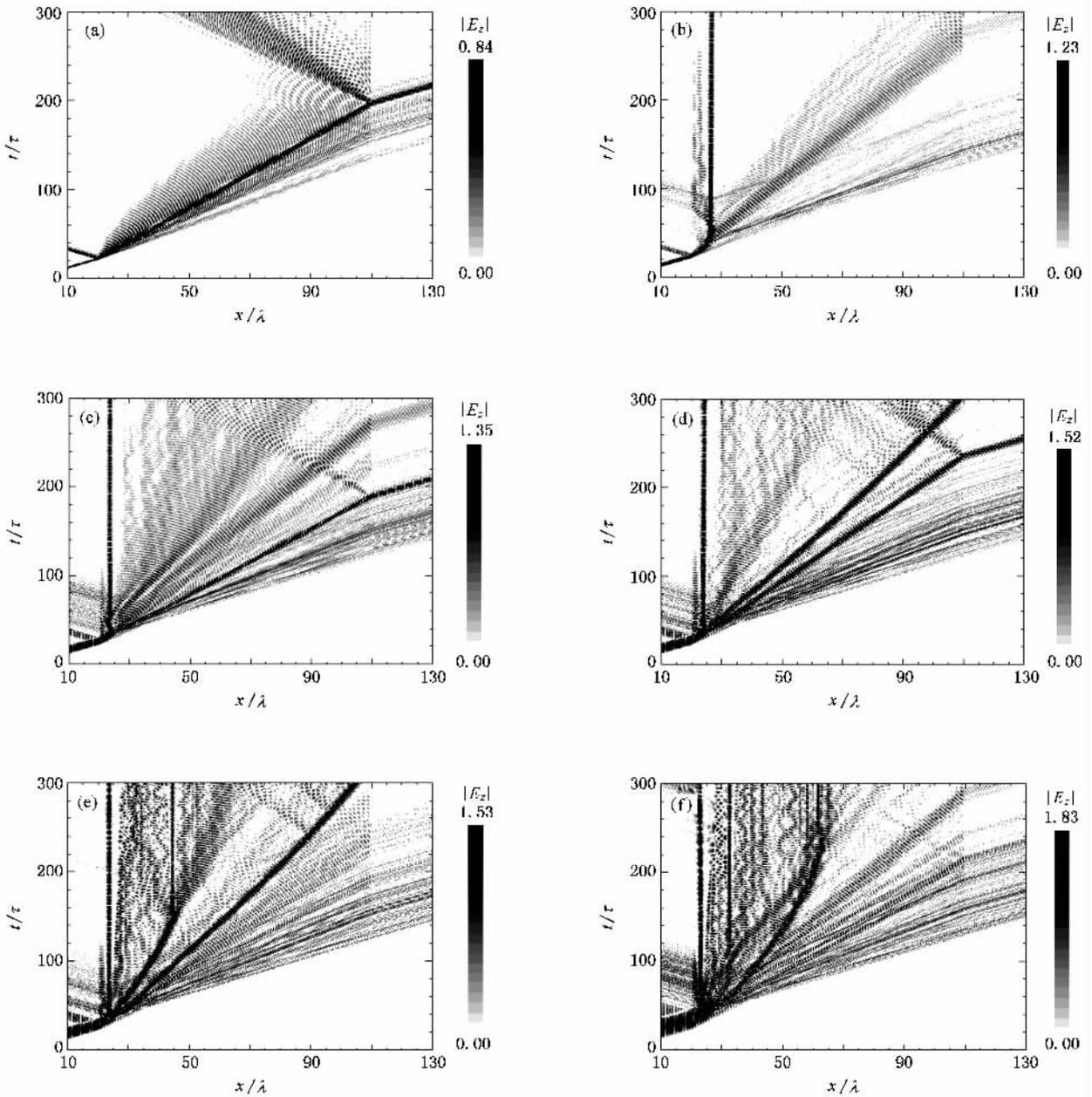


图3 当  $a_0 = 0.8$ ,  $m_0 = 0.7n_c$  时电场  $z$  分量随时间和空间的演化 (a)  $T = 3\tau$  (b)  $T = 6\tau$  (c)  $T = 12\tau$  (d)  $T = 15\tau$  (e)  $T = 17\tau$ , (f)  $T = 30\tau$

强度的影响. 图 4(a) 为峰值振幅  $a_0 = 0.3$  时的激光电场随时间和空间的演化, 图中激光脉冲以一个孤子脉冲形式快速向前传播. 当把峰值振幅依次提高到  $a_0 = 0.5$ ,  $a_0 = 0.6$  时, 先是最初的孤子结构变慢, 传播一段距离之后速度变为零, 从而被等离子体俘获, 如图 4(b)(c) 所示. 然后随着光强的增大, 除了有第一个被俘获在等离子体中的后孤子, 激光脉冲还形成了另一部分, 该部分能量以孤子的形式快速向前传播. 当  $a_0 = 0.8$  时, 出现了图 3(d) 中脉冲分

裂为三个部分的情况, 即有两个以不同群速度向前传播的孤子结构和一个被俘获在等离子体中的孤子. 图 4(d) 为  $a_0 = 0.9$  时的电场分量随时间和空间的演化情况, 这时激光脉冲分裂成更多的部分, 只是由于强度太大, 没有形成向前传播的孤子结构, 而是形成一串被俘获在等离子体中的后孤子, 相当多的激光能量都以这种方式留在了等离子体中, 而另外部分的激光能量则以扩散形式在等离子体中向前传播.

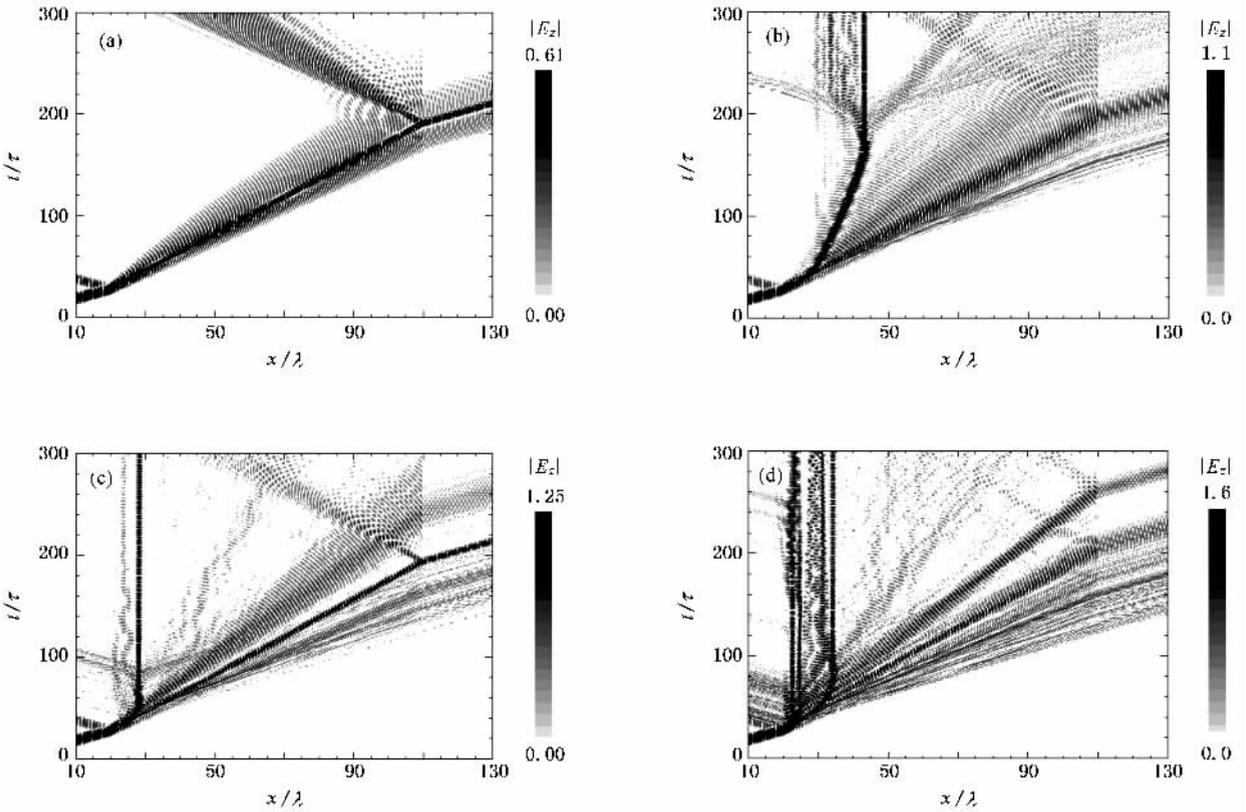


图 4 当  $n_0 = 0.7n_c$ ,  $T = 15\tau$  时电场  $z$  分量随时间和空间的演化 (a)  $a_0 = 0.3$  (b)  $a_0 = 0.5$  (c)  $a_0 = 0.6$  (d)  $a_0 = 0.9$

从以上所述可知,激光强度的增大与脉冲宽度的增加都会使脉冲在等离子体中的分裂数有增多的趋势.另外,从图 4(a)与图 1(c)比较也可以看出,激光脉冲宽度增大会使激光传播时的非线性效应相对增强,从而使原本在脉冲宽度为  $T = 3\tau$  时已经明显扩散的光脉冲(图 1(c))变为以孤子形式传播(图 4(a)).

### 3. 理论解释

以上模拟结果中激光脉冲在等离子体中产生光孤子结构以及形成脉冲分裂的现象可以用高阶孤子分裂的理论给出解释,且由理论计算出的高阶孤子的阶数可以作为脉冲分裂的判据用来估计分裂子脉冲的个数.

一般而言,一维情况下激光脉冲在等离子体中传输时满足波动方程<sup>22,1</sup>

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{a} = \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{\mathbf{a}}{\gamma} = \frac{\omega_0^2}{c^2} \frac{n_0}{n_c} \frac{\mathbf{a}}{\gamma}, \quad (1)$$

式中  $\omega_p$  为等离子体频率;  $\gamma = \sqrt{1 + |\mathbf{a}|^2}$  为电子

相对论因子,  $\cdot$  表示对光周期的时间平均积分;  $\mathbf{a}$  为矢势,

$$\mathbf{a} = \frac{1}{2} \hat{e}_x [ a(z, t) \exp(ikz - i\omega t) + \text{c.c.} ].$$

将矢势  $\mathbf{a}$  的表达式代入(1)式,得到

$$2i \left( k \frac{\partial}{\partial z} + \frac{\omega}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \right) a + \left( \frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) a + \frac{1}{4} \frac{\omega_p^2}{c^2} |a|^2 a = 0. \quad (2)$$

对(2)式做如下变换:

$$\begin{aligned} z' &= z, \\ t' &= t - z/v_g, \end{aligned}$$

且对缓变振幅近似后得到

$$i \frac{\partial}{\partial z} a - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t'^2} a + \gamma' |a|^2 a = 0. \quad (3)$$

这里为了书写简便,已将变换后的  $z'$  和  $t'$  去掉了撇号.(3)式中

$$\beta_2 = - \frac{n/n_c}{kv_g^2}$$

为群速度色散系数,

$$\gamma' = \frac{\omega_p^2}{8kc^2}$$

为自相位调制系数,其中  $k$  为光在均匀等离子体中的波数。(3)式是标准的非线性薛定谔方程,其等号左边第二项和第三项分别对应于光脉冲在等离子体中传输时的群速度色散效应和非线性自相位调制效应.由(3)式可以求解脉冲在等离子体中的传输情况.

将(3)式变为无量纲的形式,即利用

$$a = \frac{eA}{mc^2}$$

代入(3)式,可得

$$i \frac{\partial}{\partial z} A - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A + \gamma' \left( \frac{e}{mc^2} \right)^2 |A|^2 A = 0. \quad (4)$$

本文在理论上考虑高斯型脉冲  $A = A_0 \exp(-t^2/2T_0^2)$ , 做变换

$$\begin{aligned} t'' &= t/T_0, \\ A'' &= A/A_0, \end{aligned}$$

变换后仍然去掉撇号,最后得到

$$i \frac{\partial}{\partial z} A - \frac{1}{2L_d} \frac{\partial^2}{\partial t^2} A + \frac{1}{L_n} |A|^2 A = 0. \quad (5)$$

在此引入了两个分别称为色散长度  $L_d$  和非线性长度  $L_n$  的特征长度量,

$$\begin{aligned} L_d &= \frac{T_0^2}{|\beta_2|}, \\ L_n &= \frac{1}{\gamma' a_0^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

这两个量分别控制着色散和自相位调制两个物理机制发生的强弱,脉冲的演化就取决于这两个量.(3)式的非线性薛定谔方程存在基孤子和高阶孤子解,区分不同阶孤子的参数是孤子阶数  $N_s$ <sup>[23]</sup>,

$$N_s = (L_d/L_n)^2 = \left( \frac{\gamma' a_0^2 T_0^2}{|\beta_2|} \right)^{1/2}. \quad (7)$$

当  $N_s = 1$  时,色散效应与非线性效应对脉冲的影响相当,该非线性薛定谔方程存在着基孤子解,则脉冲在等离子体中形成单个波形稳定的孤子.  $N_s < 1$  时色散效应对脉冲的作用大于非线性作用效应的影响,脉冲在等离子体中是扩散的.  $N_s > 1$  时非线性效应影响大于色散效应,该非线性薛定谔方程存在着高阶孤子解,孤子有很好的稳定性.孤子阶数  $N_s$  只要在某一整数附近,通过初始的调整就可形成该整数阶孤子.对超短脉冲,高阶非线性效应中的自陡效应以及自频移效应会使得高阶孤子发生衰变,即  $N_s$  阶孤子分裂后会以  $N_s$  个(对  $N_s$  的数值取整)独立的子脉冲孤子形式向前传播.

我们在理论上分别针对以上粒子模拟的参数情况给出了计算得到的孤子阶数  $N_s$  (这里我们把粒子模拟中正弦平方脉冲的  $T$  通过半高全宽换算成高斯脉冲的  $T_0$ ,即  $T_0 = 0.228T$ ).以粒子模拟结果的图3为例,参数为  $a_0 = 0.8$ ,  $n_0 = 0.7n_c$ ,脉冲宽度分别为  $3\tau$ ,  $6\tau$ ,  $12\tau$ ,  $15\tau$ ,  $17\tau$ ,  $30\tau$ ,计算结果表明,所对应的孤子阶数  $N_s \approx 0.67, 1.35, 2.69, 3.36, 3.81, 6.72$ .这里除了在图3(a)  $T = 3\tau$  情况下的计算孤子阶数偏小以外,其他计算结果与数值模拟结果符合很好.这是因为我们的理论推导利用了慢变振幅近似,所以对脉冲极短的情况误差较大.图3的粒子模拟结果中,图3(b)为  $N_s \approx 35$ ,对应着一阶孤子;图3(c)为  $N_s \approx 2.69$ ,对应二阶孤子的衰变,分裂成两个子脉冲;图3(d)为  $N_s \approx 3.36$ ,图3(e)为  $N_s \approx 3.81$ ,都对应着三阶孤子的衰变,分裂成三个子脉冲;图3(f)为  $N_s \approx 6.72$ ,对应着六阶孤子衰变.同时,我们又以图4为例,参数为  $n_0 = 0.7n_c$ ,  $T = 15\tau$ ,峰值振幅  $a_0$  分别为  $0.3, 0.5, 0.6, 0.9$ ,计算得到对应的孤子阶数  $N_s \approx 1.26, 2.09, 2.52, 3.78$ .这与图4(a)与(b)中都有一个孤子、图4(c)中分裂成两个子脉冲孤子的结果符合也比较好.定性地看,孤子阶数是与脉冲宽度以及强度成正比的,而且越是高阶的孤子其分裂的子脉冲也就越多,所以,图3(c)~(f)以及图4(c)~(d)的模拟结果中激光强度增大与脉冲宽度增加都会使脉冲在等离子体中的分裂数增多.从以上理论结果和数值模拟结果的比较可以看出,利用高阶孤子衰变可以很好解释激光脉冲在等离子体中形成的光孤子结构以及脉冲分裂现象.不仅如此,由孤子阶数的理论计算还可以较好地预言激光脉冲在等离子体中分裂的子脉冲数.由此可见,用高阶孤子衰变理论可以作为脉冲分裂的判据和理论估计.

## 4. 结 论

本文用一维粒子数值模拟与理论相结合的方式,研究了超短脉冲在等离子体中传播时产生的光孤子结构以及由此形成的脉冲分裂现象,比较了不同的峰值强度和脉冲宽度对形成光孤子以及脉冲传播方式的影响.从以上的结果可以看出,脉冲宽度在若干个到十几个振荡周期的超短脉冲在等离子体中的传播才可能形成高速传播的光孤子.对一定密度的等离子体和一定形状的周期量级超短脉冲而言,存在可形成一个光孤子的临界峰值强度,在这一强

度附近能形成稳定传播的光孤子. 对于同样脉冲宽度的超短脉冲在等离子体中传播, 要形成一个孤子结构, 等离子体密度大的对应激光的临界强度也大, 脉冲频率下移越大, 所形成的孤子脉冲的传播速度反而较小. 由于孤子的阶数是与脉冲的宽度以及强度成正比的, 所以脉冲宽度增加和强度增大都会使激光脉冲在等离子体中传输时分裂的子脉冲孤子数变多, 从而可以形成以不同速度向前传播的多个孤子脉冲. 理论计算和模拟结果的比较表明, 利用高阶

孤子衰变可以很好解释激光脉冲在等离子体中形成的光孤子结构以及脉冲分裂现象. 不仅如此, 由孤子阶数的理论计算还可以较好地预言激光脉冲在等离子体中分裂的子脉冲数. 因而高阶孤子衰变的理论可以作为脉冲分裂的判据和理论估计.

本文的理论方程是在弱相对论条件下导出的, 所以对光强很接近相对论光强时偏差较大, 要更好地计算相对论强度激光在等离子体中产生的脉冲分裂以及光孤子脉冲的形成还有待于进一步的理论研究.

- 
- [ 1 ] Baltuška A , Wei Z Y , Pshenichnikov M S , Wiersma D A 1997 *Opt. Lett.* **22** 102
- [ 2 ] Baltuška A , Wei Z Y , Pshenichnikov M S , Wiersma D A , Szpoc R 1997 *Appl. Phys. B* **74** 175
- [ 3 ] Xu L , Tempea G , Poppe A , Lenzner M , Spielmann C , Krausz F , Stingl A , Ferencz K 2001 *Appl. Phys. B* **65** 151
- [ 4 ] Wintner E 2002 *Laser Phys.* **12** 659
- [ 5 ] Mima K , Ohsuga T , Takabe H , Nishihara K 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 1421
- [ 6 ] Kaw P K , Sen A , Katsouleas T 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3172
- [ 7 ] Gesten J I , Tzoar N 1975 *Phys. Rev. Lett.* **35** 934
- [ 8 ] Tsintsadze N L , Tskhakaya D D 1977 *Sov. Phys. JETP* **45** 252
- [ 9 ] Yu M Y , Shukla P K , Spatschek K H 1978 *Phys. Rev. A* **18** 1591
- [ 10 ] Kuehl H H , Zhang C Y 1993 *Phys. Rev. E* **48** 1316
- [ 11 ] Farina D , Bulanov S V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5289
- [ 12 ] Esirkepov T , Nishihara K , Bulanov S V , Pegoraro F 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 275002
- [ 13 ] Bulanov S V , Esirkepov T Z , Naumova N M , Pegoraro F , Vshivkov V A 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3440
- [ 14 ] Sentoku Y , Esirkepov T Z , Mima K , Nishihara K , Califano F , Pegoraro F , Sakagami H , Kitagawa Y , Naumova N M , Bulanov S V 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3434
- [ 15 ] Naumova N M , Bulanov S V , Esirkepov T Z , Farina D , Nishihara K , Pegoraro F , Ruhl H , Sakharov A S 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004
- [ 16 ] Sheng Z M , Zhang J , Yu W 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 237 ( in Chinese ) [ 盛政明、张 杰、余 玮 2003 物理学报 **52** 237 ]
- [ 17 ] Borghesi M , Bulanov S , Campbell D H , Clarke R J , Esirkepov T Z , Galimberti M , Gizzi L A , MacKinnon A J , Naumova N M , Pegoraro F , Ruhl H , Schiavi A , Willi O 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 135002
- [ 18 ] Zhang Q J , Sheng Z M , Zhang J 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 798 ( in Chinese ) [ 张秋菊、盛政明、张 杰 2004 物理学报 **53** 798 ]
- [ 19 ] Esarey E , Ting A , Sprangle P 1990 *Phys. Rev. A* **42** 3526
- [ 20 ] Sheng Z M , Sentoku Y , Mima K , Nishihara K 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7258
- [ 21 ] Sheng Z M , Mima K , Sentoku Y , Nishihara K , Zhang J 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3147
- [ 22 ] Guerin S , Laval G , Mora P , Adam J C , Heron A 1995 *Phys. Plasmas* **2** 2807
- [ 23 ] Agrawal G P 2000 *Nonlinear Fiber Optics and Applications of Nonlinear Fiber Optics* ( Beijing : Publishing House of Electronics Industry ) ( in Chinese ) [ 阿戈沃 G P 2000 非线性光纤光学原理及应用 ( 中译本 ) ( 北京 : 电子工业出版社 ) ]

# Splitting of ultrashort laser pulses propagating in plasmas and the generation of soliton-like structures<sup>\*</sup>

Zhang Qiu-Ju<sup>1)</sup> Wu Hui-Chun<sup>2)</sup> Wang Xing-Hai<sup>1)</sup> Sheng Zheng-Ming<sup>2)</sup> Zhang Jie<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> College of Physics and Electronics Science, Shandong Normal University, Jinan 250014, China)

<sup>2)</sup> Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

( Received 28 September 2006 ; revised manuscript received 16 May 2007 )

## Abstract

Using the one-dimensional particle-in-cell simulation, we studied the splitting of ultrashort laser pulses propagating in plasmas and the generation of soliton-like structures, and compared the effect on these phenomenon by changing the duration and intensity of initial laser pulse. It was shown the solitons moving with high group velocities can be formed by the ultrashort laser pulse with in a few cycles of duration. When the pulse duration and intensity of initial laser pulses increase, the group velocities of solitons decrease with greater frequency down-shifts. The decay of high-order solitons are generated by self-steepening and self-frequency shift, so the initial laser pulse splits into several daughter-pulses, and two solitons with different group velocities can be formed and propagate in the plasma. The number of daughter-pulses observed in simulations has been predicted by the theoretical calculation of soliton-orders.

**Keywords** : soliton, ultrashort laser pulse, plasma, particle-in-cell simulations

**PACC** : 5235S, 5235R, 5240D, 5265

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 10547122, 10476033 ) and the Natural Science Foundation of Shandong Province, China ( Grant No. Q2006A07 ).