

强激光与等离子体相互作用中低频电磁场孤子波的产生及其捕获*

盛政明^{1)†} 张 杰¹⁾ 余 玮²⁾

¹⁾中国科学院物理研究所光物理开放实验室, 北京 100080)

²⁾中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

(2002 年 6 月 7 日收到, 2002 年 8 月 14 日收到修改稿)

用二维粒子模拟程序研究了超短脉冲强激光与等离子体相互作用中局域低频电磁场的产生现象. 这种低频电磁场在超短脉冲激光激发尾波场、脉冲后沿产生频率下移的过程中形成. 通常它们的振荡频率接近于或低于电子等离子体振荡频率, 因而被捕获在等离子体中(即传播速度接近于零). 在演化过程中, 通常它们以孤子场的形式出现. 这种孤子波的形成及其演化与离子运动有极大关系. 用相对论强激光脉冲可以产生达到相对论振幅的电磁场孤子波, 后者可以把离子加速到非常高的能量. 研究还表明, 在二维几何位形下, 孤子波产生与入射光的偏振态有很大关系.

关键词: 超短脉冲强激光, 低频电磁场孤子波, 等离子体空泡, 粒子模拟

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

1. 引 言

超短脉冲激光放大技术的重大突破, 使人们能研究一些非常极端条件下的物理现象, 因为超短脉冲激光能产生超强电场、磁场、电流密度、压力场等. 这使这种激光在核聚变、粒子加速、 x/γ 射线源、实验室天体物理等方面展现了广泛的应用前景^[1-4]. 超短脉冲激光也使激光与等离子体的相互作用呈现出全新的物理图像. 其中很多现象主要是由于两种非线性效应引起的, 即电子在激光场中的相对论质量修正和激光场不均匀造成的有质动力. 这些现象包括: 光束自聚焦传播^[5]、等离子体尾波场产生^[6]、各种参量不稳定等^[7]. 当超短脉冲强激光在等离子体中传播时, 通过相对论效应和有质动力效应, 出现大量的波-波耦合、波-粒子耦合. 超短脉冲激光的能量因此被转换成粒子的能量和别的波能^[8,9]. 残存电磁场孤子波的产生是其中的一种现象. 它是超短脉冲穿过一定密度的等离子体后残留在等离子体中的低频电磁场. 如果超短脉冲激光的光强达到相对论

强度^[4], 即 $I^2 \sim 10^{18} \text{ Wcm}^{-2} \mu\text{m}^2$, 那么产生的电磁孤子波振幅也可达到相对论振幅, 即电子在其中的振荡速度接近光速. 数值模拟表明, 在一定条件下相当部分的入射激光能量可以被转换成电磁孤子波能.

早在上世纪 70 年代, 人们就提出了等离子体中相对论孤子电磁波的一维解析理论^[10-12]. 这种孤子波的产生也是由于光脉冲与等离子体作用中通过相对论效应与有质动力效应形成的. 有人设想用这种孤子波来加速电子^[11]. Bulanov 等人最早通过数值模拟发现了超短脉冲激光在低密度等离子体中传播时, 会在等离子体中留下以孤子波形式存在的电磁场^[13,14]. Esirkepov 等人提出了传播速度为零的低频电磁场在等离子体中的相对论一维孤子波解^[15]. 最近他们又提出了后孤子波(post soliton)的概念^[16]. 这是由于超短脉冲激光穿过等离子体后留下的电磁孤子波的振荡频率低于电子等离子体的振荡频率, 因此它们的传播速度接近于零, 即被捕获在等离子体中. 电子和离子在孤子波的电磁场的有质动力作用下被推出孤子波所在区域, 由此留下没有等离子体电子和离子的空泡, 电磁场被捕获在空泡内. 这被称

* 国家自然科学基金(批准号:10105014, 19825110, 10075075)和国家 863 高技术惯性约束核聚变基金资助的课题.

† E-mail: zmsheng@aphy. iphy. ac. cn

为后孤子波. 随着时间增长, 等离子体空泡也增大, 同时被捕获的电磁场振幅下降. 最近, Borghesi 等人在实验中也观察到强激光与一定密度的等离子体作用后等离子体空泡的产生等现象^[17].

本文通过数值模拟研究孤子波及相关的等离子体空泡的形成过程, 研究离子运动对后孤子波产生

的影响. 研究在二维几何位形中, 电磁孤子波产生与入射光偏振态的关系.

2. 二维数值模拟

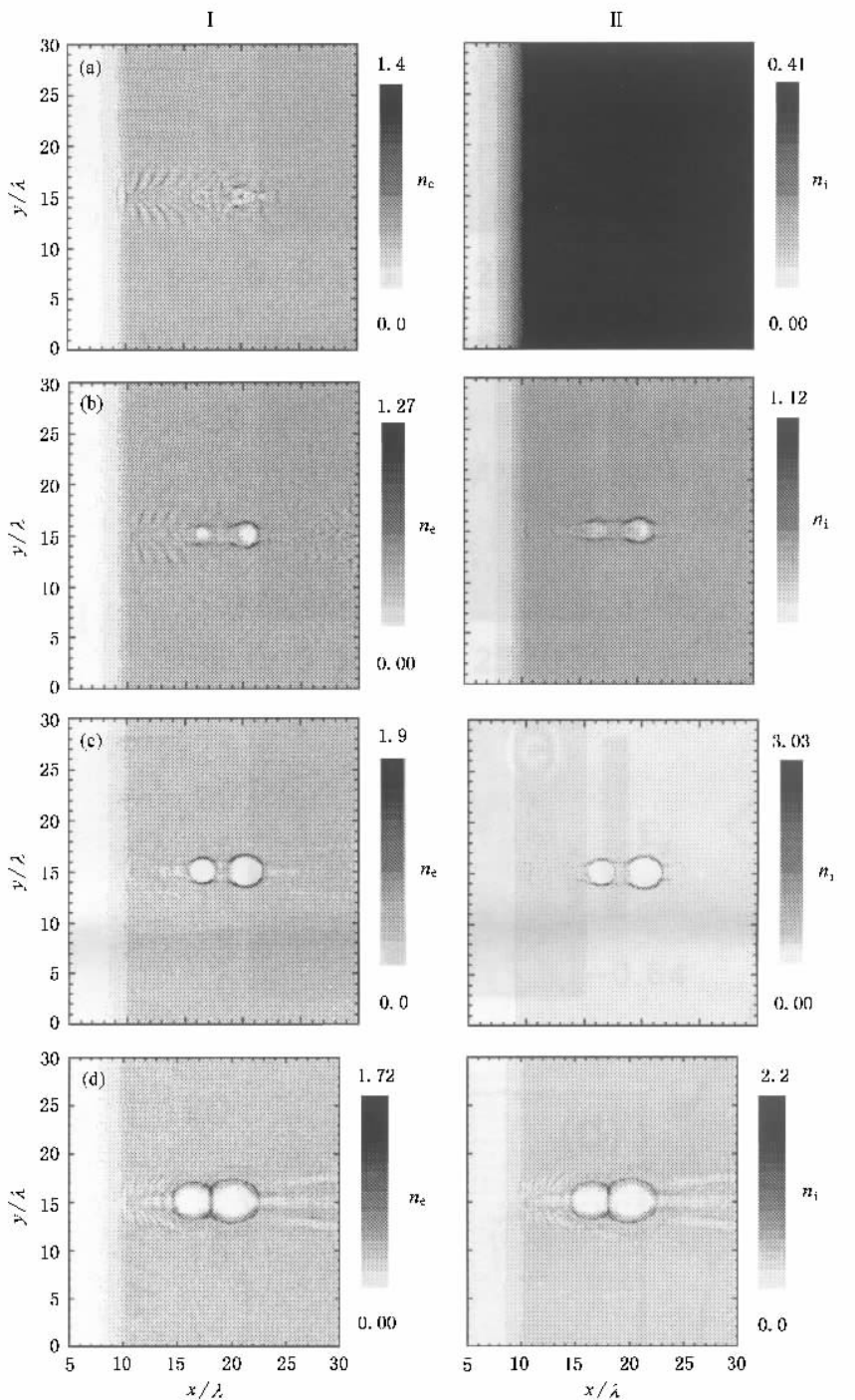


图1 不同时刻的电子和离子密度分布, 其中左边一列是电子密度, 右边一列是相应的离子密度分布. (a) $t = 30\tau$ (b) $t = 50\tau$ (c) $t = 80\tau$ (d) $t = 160\tau$

2.1. 二维数值模拟程序

本文给出的数值模拟结果是用我们自己编写的电磁的相对论粒子模拟程序计算获得的. 粒子模拟是目前在激光等离子体物理中一种很流行的, 很重要的数值模拟方法. 它自洽地求解麦克斯韦方程和相对论粒子运动方程^[18,19]. 通常二维粒子模拟程序在空间上是二维的, 但在粒子的动量空间是三维的. 在横向空间(Y 方向), 对电磁场和粒子都采用了周期性边界条件. 在纵向空间(X 方向), 对电磁场用了吸收边界条件, 对粒子用了反射边界条件. 本文给出的结果没有考虑粒子之间的碰撞.

2.2. 电磁孤子波

在我们给出的以下的模拟结果中, 模拟的空间尺度在沿着入射光传播方向(X 方向)有 35λ (λ 是入射光在真空中的波长), 沿着横向有 30λ . 我们把空间分成 350×300 个空间网格, 每个网格内的初始粒子数为 16 个电子和 16 个离子. 等离子体占据二维模拟空间方盒子内的部分空间, 它在 Y 方向的密度分布是均匀的, 沿着 X 方向的密度在 5 个光波长从 $0.01n_c$ 增长到 $0.36n_c$, 然后这个密度保持不变. 这里 $n_c = m\omega^2/4\pi e^2$ 是频率为 ω 的入射光的临界密

度. 入射光的纵向包络是 $\sin^2(\pi t/T)$, $0 \leq t \leq T$, $T = 12\tau$, 这里 $\tau = 2\pi/\omega$ 是入射光的振荡周期. 横向分布呈高斯型, 其腰斑的尺度是 8λ . 归一化的入射光的峰值振幅是 $a_0 = eE_0/m\omega c = 1$.

图 1 给出了不同时刻对应的电子密度和离子密度的变化. 激光在穿过等离子体时, 通过有质动力推动电子, 而激发尾波场. 尾波场中有很大的电子密度扰动伴随着光脉冲向前传播. 光脉冲的后沿在密度随时间变化的等离子体中通过相位调制而发生频率下移^[20-23]. 其次, 光脉冲在等离子体中传播时, 拉曼背散射很快增长^[8]. 通过拉曼散射光脉冲可以产生雪崩式的频率下移^[24], 直到其频率接近于电子等离子体频率. 另外, 相对论调制不稳定也可以产生频率下移^[8]. 当频率下移到接近于电子等离子体频率后被捕获在等离子体中, 随后被捕获的电磁场开始通过有质动力把电子向边缘推, 形成电子密度坑. 一旦电子密度坑产生后, 电荷分离场就产生了. 接着, 这个场又开始把离子往外推, 逐渐形成离子密度坑. 从图 1 可以看到电子坑和离子坑随着时间不断长大. 在坑的中心, 电子和离子密度为零, 成为等离子体空泡. 在我们所用的入射光与等离子体参数条件下, 形成两个相邻的等离子体空泡. 当这两个空泡各自长大到一定程度, 就并合在一起.

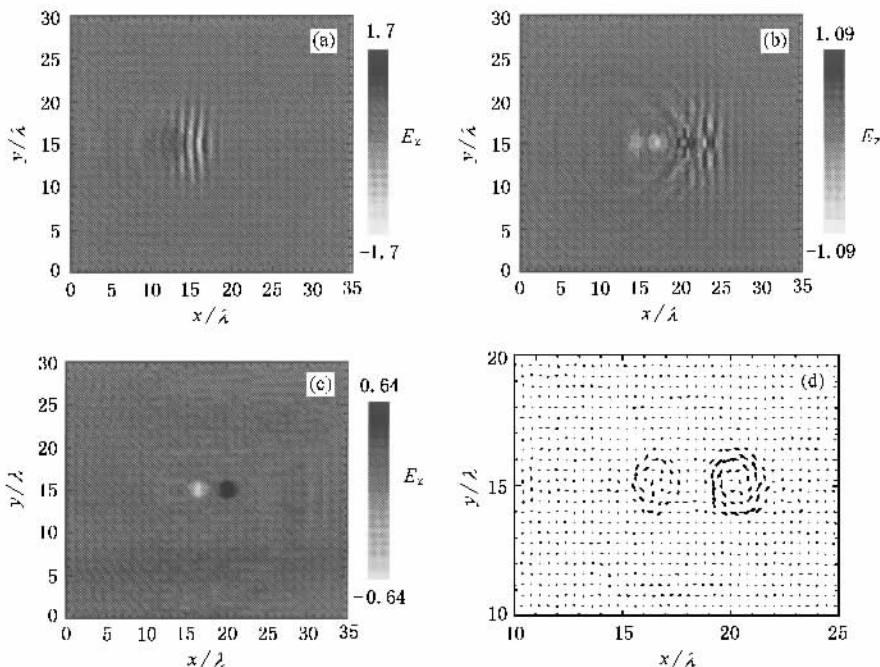


图 2 入射光以及产生的孤子波的电磁场分布 (a)(b)和(c)分别是 $t = 20\tau$, 30τ 和 80τ 时入射光以及产生的孤子波的电场分量的分布. (d) 是 $t = 80\tau$ 时产生的孤子波对应的磁场分量的矢量图

图 2 给出了入射光的电场分量及形成的电磁孤子波对应的电磁场的演化. 图 2(a) 中电磁场捕获还没有出现, 但图 2(b) 中电磁场捕获已出现. 被捕获的两个相邻孤子场处在同位相. 在随后某个时刻, 图 2(c) 表明两个相邻的电磁孤子波的电场处在不同的相位. 这表明两个孤子波的频率是不同的. 图 2(d) 给出与图 2(c) 对应的孤子波的磁场分布. 事实上, Bulanov 等人发现电磁孤子波的频率是随时间变化的. 随着电子坑的长大, 电磁孤子波的频率下降, 其振幅也同时下降. 部分孤子波能量消耗于形成等离子体空泡了.

为了研究离子运动对孤子波形成的作用, 我们在另一个模拟中让离子固定不动. 图 3(a₁)—(d₁) 给出了沿着入射光传播轴上的电子密度分布在两种情况下的对比, 其中实线是离子可动的, 虚线是令离子固定不动的. 注意到在 $t = 40\tau$ 以前, 两种情况下电子密度分布并没有什么差别. 但随后差别很快地出现了. 差别开始出现的时间尺度对应于离子响应的时间尺度 ω_{pi}^{-1} , 这里 $\omega_{pi} = (4\pi ne^2 / M_i)^{1/2}$ 是离子振荡频率, M_i 是离子质量. 在令离子固定不动的情况下电子坑在 $t = 40\tau$ 前后形成后并没有增长, 而是慢慢消失了. 但在离子可动的情况下, 电子坑在 $t =$

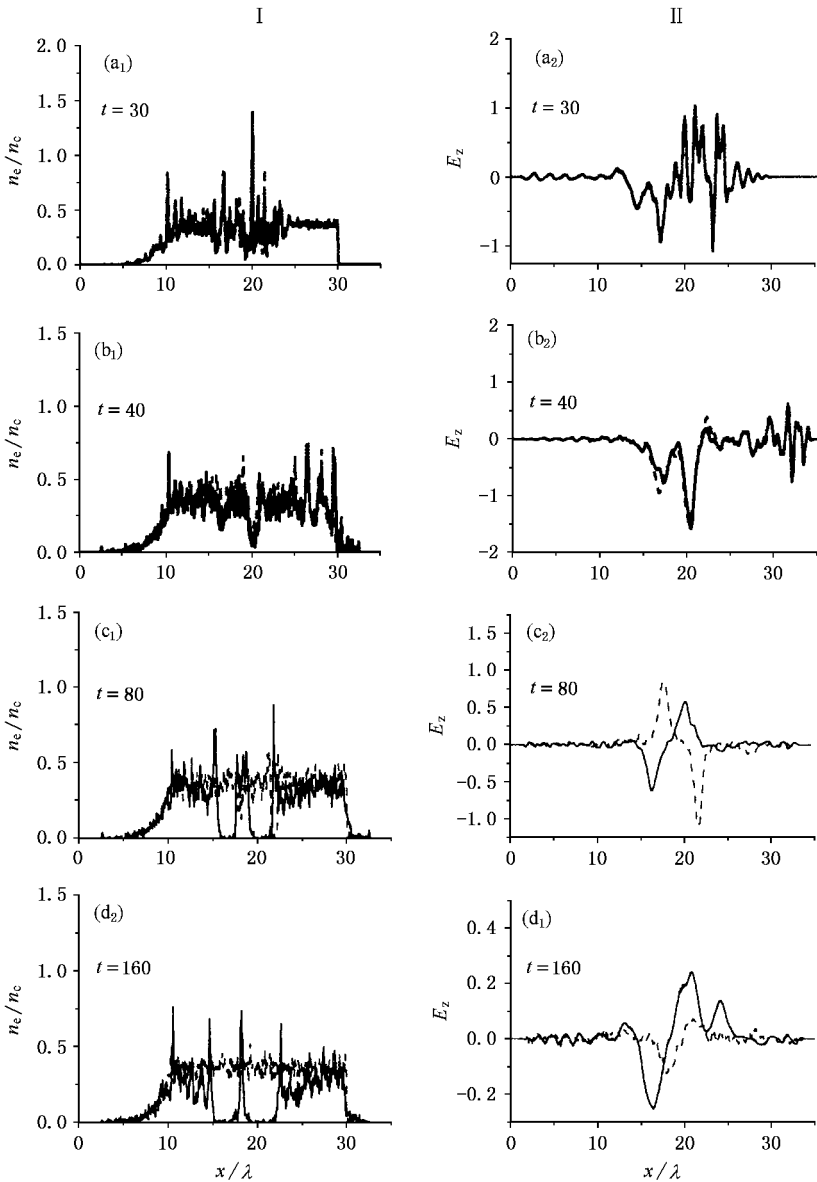


图 3 在离子可动和令离子固定不动两种情况下观察到的电子密度(左列) 纵向电场(右列) 在入射光轴上的分布(其中实线对应离子可动, 虚线对应离子固定不动的结果)

40τ 后进一步增长. 图 3 (a₂)—(d₂) 给出了不同时刻电场分量在入射光传播轴上的分布. 这里也同时给出了让离子可动和令离子固定不动下的结果. 图 3 表明在 $t = 40\tau$ 以前, 电子对光场的响应起主导的作用, 因此离子的运动对激光脉冲的传播和演化是不重要的. 事实上, 离子固定不动和离子不固定两种情况下, 穿过等离子体的光脉冲的形状几乎是一样的. 但是在 $t = 40\tau$ 以后, 捕获的残留场的演化在两种情况下的差别就显示出来了. 它们表明, 如果离子固定不动, 残留孤子场的能量衰减得更快.

2.3. 在等离子体空泡边缘的离子加速

在有质动力作用下, 孤子波中心的电子被排出孤子波中心, 形成电子密度坑, 电子密度坑形成时, 孤子波中心的离子也开始受到库仑场作用而膨胀, 并被加速到很高的能量. 图 4 给出了不同时刻离子在动量空间的分布. 图 4 (a) 中内外两个包络形状对应两个相邻的孤子波产生的离子加速在动量空间各个方向的最大值. 开始, 它们并不是完全对称的. 随着时间的发展, 离子在各个方向获得的最大速度几乎一样, 如图 4 (b) 所示. 这种对称性加速是库仑膨

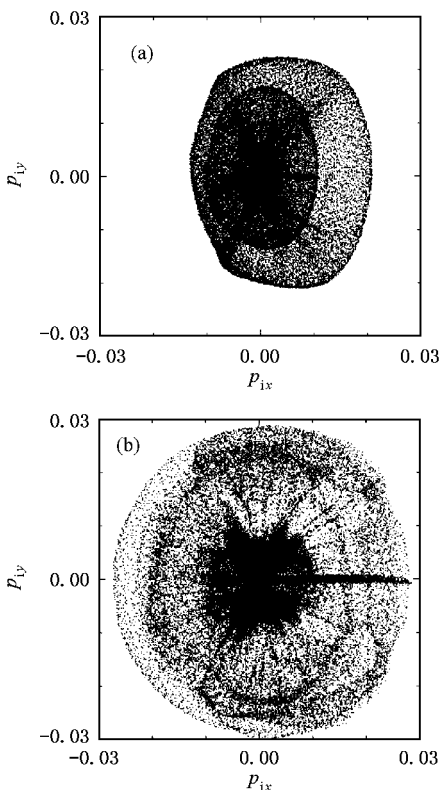


图 4 离子在动量空间的分布 (a) $t = 50\tau$ (b) $t = 100\tau$

胀的典型特征. 离子能够到达的最大能量与孤子波中心的最大有质动力势能相当. 在本文的模拟参数下, 观察到的两个相邻的孤子波对应的密度坑边缘的最大离子速度分别为 $0.024c$ 和 $0.028c$. 因此, 对应的孤子波的最大有质动力势能约为 0.27MeV 和 0.37MeV . 图 5 给出了在不同时刻沿入射光传播方向离子的速度分布. 离子达到各自最大加速后, 保持这个速度从离子坑向外传播, 由此离子坑不断长大. 离子的最大速度也就是等离子体空泡的膨胀速度.

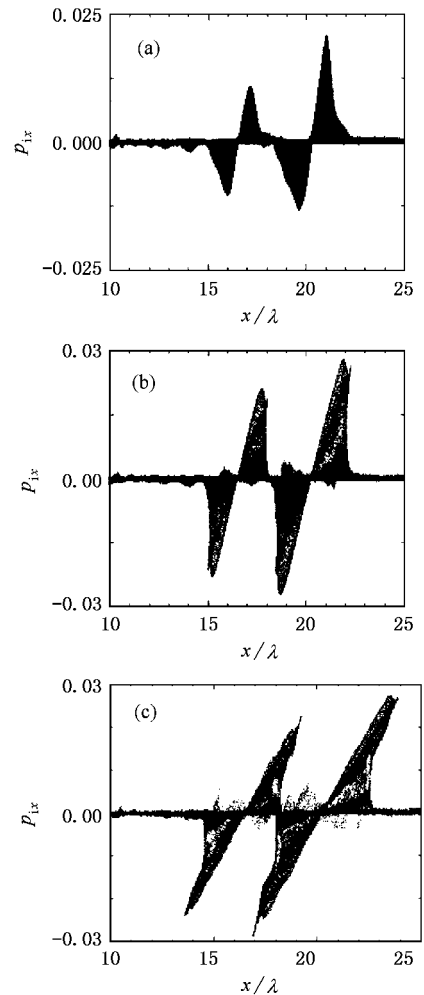


图 5 离子在纵向相空间的分布 (a) $t = 50\tau$ (b) $t = 80\tau$ (c) $t = 160\tau$

2.4. P 偏振入射光作用的不同现象

前面所述都是当入射光是 S 偏振光时产生的现象. 如果入射光是 P 偏振光, 我们观察到不同的现象. 图 6 给出了不同时刻的电子和离子的密度分布, 当光脉冲穿过等离子体时, 光脉冲也通过在等离子体中的相位调制, 拉曼散射等过程产生低频的电磁

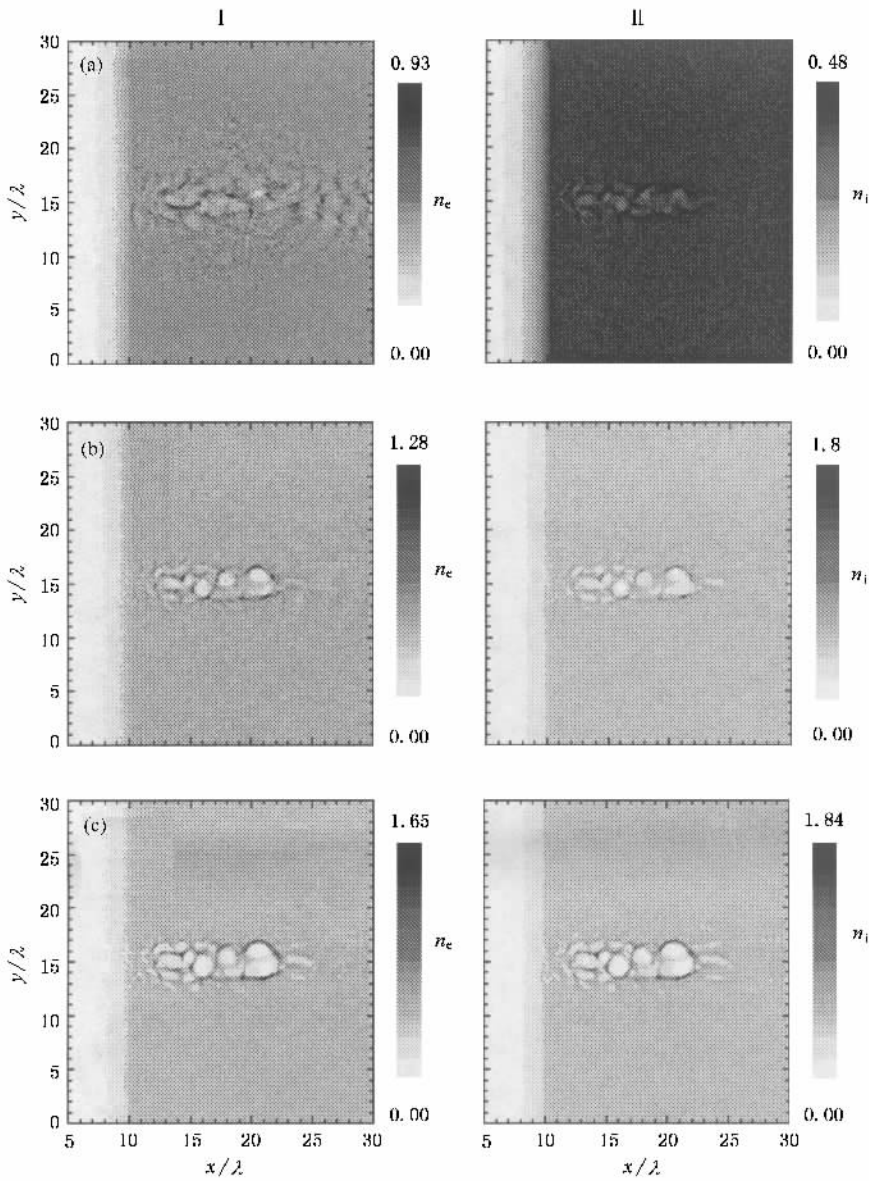


图 6 P 偏振光作用下不同时刻的电子和离子密度 (a) $t = 40\tau$ (b) $t = 80\tau$ (c) $t = 120\tau$

场. 它们被捕获在等离子体中. 这些电磁场对应的有质动力排开电子, 形成一些电子坑. 在电子密度坑造成的库仑场作用下, 离子被推动而形成离子密度坑. 进而形成等离子体空泡. 这些过程与 S 偏振光作用下电子、离子密度坑和等离子体空泡形成过程并没有太大差别. 但 P 偏振光作用下形成的电子、离子密度坑的结构比较杂乱无规. 这种不同现象主要归结于 S、P 偏振光对应电场的不同指向. 在 S 偏振光作用下, 激光场的电场分量垂直于纸面 (Z 方向), 形成的电磁场孤子波对应的电场分量也是沿着 Z 方向. 在二维几何位形下它对电子密度在 XY 平面内的分布不能产生直接作用. 它只是通过相应的有质

动力来改变电子在 XY 平面内的密度分布. 但在 P 偏振光作用下, 激光场的电场分量沿着 Y 方向. 因此与 XY 平面内的有质动力和库仑电场耦合在一起. 特别是当在 Y 方向存在密度不均匀时, 激光场在 Y 方向驱动新的密度扰动. 这造成了 S、P 偏振光作用下出现不同的现象.

图 7 给出了 P 偏振光作用下入射光对应的磁场分量的演化. 由此可见, 这种情况下等离子体捕获的电磁场振幅比在 S 偏振光作用下小得多. 等离子体捕获的电磁场能量较小, 产生的离子加速也较小. 这从图 8 可以看出.

在三维几何作用位形中, 上述孤子波产生对入

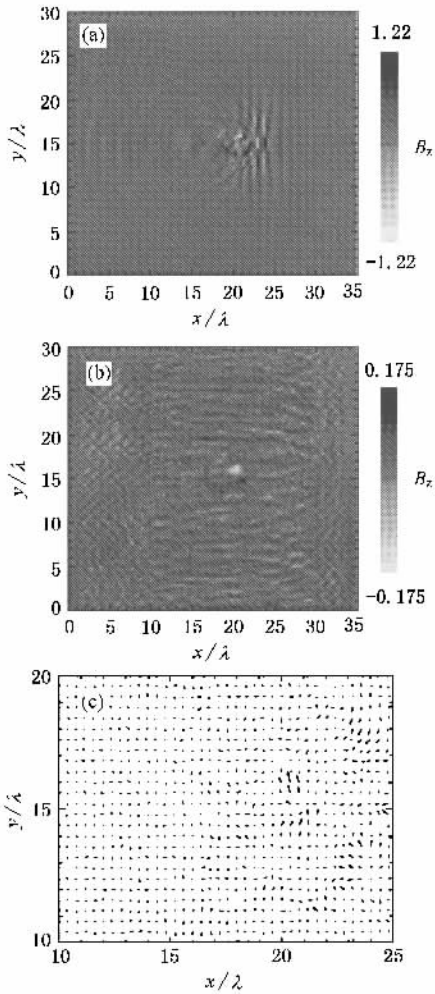


图7 P偏振光作用下不同时刻的电磁场分布
(a)(b)分别是 $t = 30\tau$ 和 80τ 时入射光以及产生
孤子波的磁场分布 (c) $t = 80\tau$ 时电场分量矢量图

射光偏振态的依赖性表现为在垂直于入射光传播方向的平面内孤子波产生的各向异性. 各向异性的程度与等离子体密度有极大关系. 在接近于临界密度时, 各向异性达到最大, 但在很稀薄的等离子体中, 各向异性几乎消失. 最近的研究发现, 同样的物理机理也造成了光在接近临界密度的等离子体中自聚集传播的各向异性^[25-26]. 结果使得初始截面为圆形的光斑演化成沿光的偏振方向拉长的椭圆形光斑. 值得一提的是, 目前在数值模拟中, 一般在接近临界密度的等离子体中较容易观察到由超短脉冲激光产生的孤子波. 在稀薄等离子体中, 通常人们很难在数值模拟中观察到孤子波的产生.

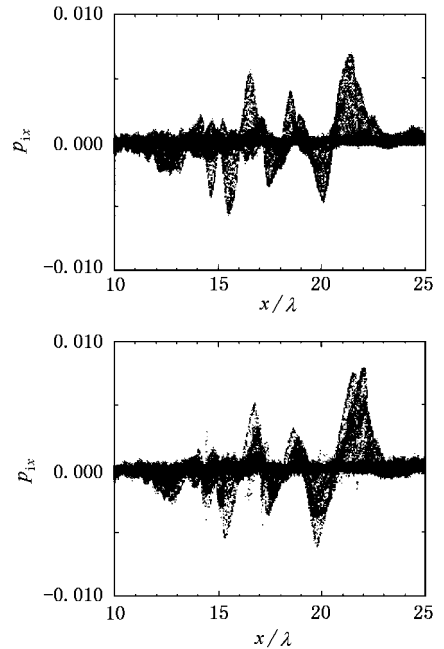


图8 P偏振光作用下离子在纵向相空间的分布
(a) $t = 50\tau$ (b) $t = 120\tau$

3. 其他等离子体及激光脉冲参数对低频电磁场孤子波产生的影响

从上面的数值模拟观察到了低频电磁孤子波的产生, 它对光的偏振态依赖性, 以及离子运动对电磁孤子波演化的影响. 但还有很多等离子体和激光参数影响低频电磁孤子波的产生和演化, 其中包括等离子体密度及其分布, 等离子体温度, 激光脉冲的宽度和强度等. 这是因为低频电磁场的产生是由于激光在等离子体中传播时产生快速的频率下移, 而频率下移的原因是受激拉曼散射不稳定、等离子体密度扰动对光脉冲的调制、以及相对论调制不稳定^[8, 20-23]. 这三者都很强地依赖于等离子体密度和激光脉冲的宽度和强度. 一般而言, 光脉冲的频率下移正比于等离子体密度、光的强度以及光穿过的等离子体尺度. 因此, 等离子体密度越高、其尺度越大、以及光强越大, 就越容易观察到局域的低频电磁孤子波产生. 这在本文的数值模拟中得到证明. 图9是通过一维粒子模拟观察到的入射光以及产生的低频电磁孤子波的时间演化. 在较低的等离子体密度下 ($n_e = 0.16n_c$), 当脉宽为5个周期的超短光脉冲通过厚度为 30λ 的一层等离子体时, 没有观察到低频电磁孤子波的产生(图9(a)). 图9(b)表明, 如果增

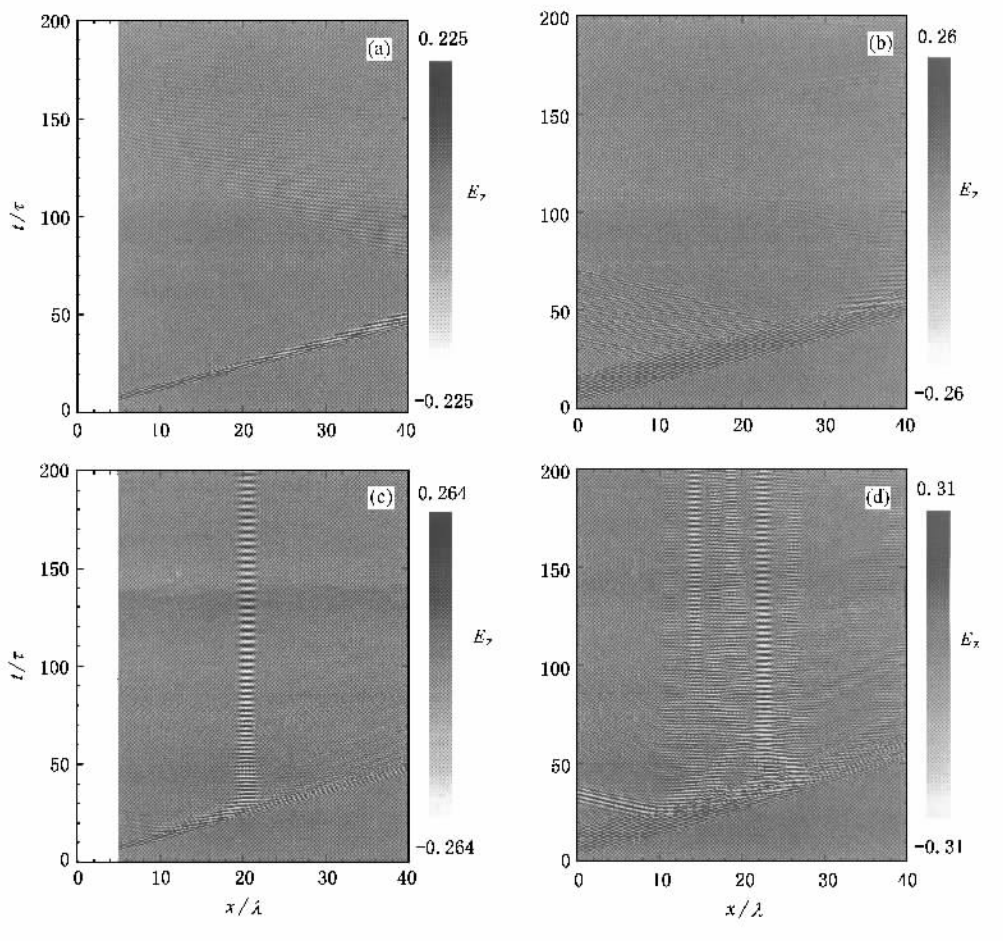


图9 超短脉冲在等离子体中传播及低频光孤子产生的时空演化的一维粒子模拟. 入射光峰值振幅是 $a_0 = 1$. (a)入射光脉宽 $T = 5\tau$, 等离子体密度 $n_e = 0.16n_c$ (b) $T = 20\tau$, $n_e = 0.16n_c$ (c) $T = 5\tau$, $n_e = 0.36n_c$ (d) $T = 20\tau$, $n_e = 0.36n_c$.

加超短脉冲的脉宽, 让它穿过同样密度的一层等离子体, 则可以观察到相对较强的背散光. 这是因为拉曼背散射随光脉冲的宽度而增长. 在这两次模拟中, 都没有观察到局域的低频电磁孤子波产生. 如果提高等离子体密度到大于 $0.25n_c$, 就很容易观察到低频电磁孤子波产生. 需要指出的是由于相对论效应, 即使在密度高于 $0.25n_c$ 的等离子体中也能产生拉曼散射^[8]. 产生的拉曼散射光在这种高密度等离子体中被捕获在等离子体中. 图 9(c) 给出了在密度为 $0.36n_c$ 的等离子体中低频电磁孤子波的产生过程. 我们注意到在很短的光脉冲作用时只产生一个低频电磁孤子波. 图 9(d) 表明, 在同样的等离子体密度下, 在较长光脉冲作用时可产生多个低频电磁孤子波. 值得一提的是随着时间的推移, 电磁孤子波的频率进一步产生下移. 这是由于孤子波的有质动力推动等离子体电子, 形成等离子体空泡的结果. 在这个

过程中, 部分电磁孤子波的能量转换成等离子体的动能.

在上述研究中, 我们假定等离子体的温度远远小于激光场对应的有质动力势能. 一般来说等离子体温度本身不能造成光的频率下移, 因此对低频电磁孤子波的产生没有太大的影响. 但一定的等离子体温度可以对解析孤子解有一定的修正^[27]. 另外, 相对论温度的等离子体对拉曼散射不稳定增长有一定的抑制作用^[8], 这可能会间接地抑制低频电磁孤子波的产生. 但这些已超出了本文的研究目的.

4. 结 论

本文讨论了用二维粒子数值模拟观察到由超短脉冲激光在等离子体中传播时产生的低频电磁场孤子波. 相应的电子、离子密度坑和等离子体空泡, 以

及离子加速等现象. 我们注意到, 虽然离子运动效应对超短脉冲激光在等离子体中吸收并没有太大的影响, 但它对等离子体捕获的电磁孤子波的演化有极大的影响. 离子运动减缓了等离子体对捕获的电磁场的吸收, 使得电子、离子密度坑以及等离子体空泡得以形成. 在上述过程中, 等离子体空泡的边缘离子通过库仑爆炸而得到加速. 我们也发现在二维几何

位形下, 电磁场孤子波的形成与入射光偏振态有关系. 入射光脉冲为 S 偏振光时, 入射光穿过等离子体后留下了比较简单的孤子波结构. 但当入射光为 P 偏振光时, 作用结果留下比较复杂无规的残留场, 并产生较复杂的电子、离子密度坑. 在三维空间, 这将表现为激光场电场方向及其垂直方向各向异性. 各向异性的大小与等离子体密度成正比.

-
- [1] Zhang J 1999 *Physics* **28** 143 (in Chinese) 张 杰 1999 物理 **28** 143]
- [2] Mourou G and Umstadter D 2002 *Scientific American* **5** 81
- [3] Mourou G , Barty C P J and Perry M D 1998 *Physics Today* **51**(1) 22
- [4] Meyer-ter-Vehn J , Puhov A and Sheng Z M 2001 *Atoms , Solids , and Plasmas in Super-Intense Laser Fields* , Ed. D. Batani *et al* (Kluwer Academic/Plenum Publishers) pp 167—192
- [5] Sun G Z *et al* 1987 *Phys. Fluids* **30** 526
- [6] Tajima T and Dawson J M 1979 *Phys. Rev. Lett.* **43** 267
- [7] Krueer W L 1988 *The Physics of Laser Plasma Interaction* (New York :Addison-Wesley)
- [8] Sheng Z M *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **61** 4362
- [9] Sheng Z M *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 55004
- [10] Kozlov V A *et al* 1979 *Sov. Phys. JETP* **49** 75
- [11] Mima K *et al* 1986 *Phys. Rev. Lett.* **57** 1421
- [12] Kaw P K *et al* 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3172
- [13] Bulanov S V *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3440
- [14] Sentoku Y *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3434
- [15] Esirkepov T *et al* 1998 *JETP Lett.* **68** 36
- [16] Naumova N M , Bulanov S V *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004
- [17] Borghesi M *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 135002
- [18] Birsall C K and Langdon A B 1991 *Plasma Physics via Computer Simulation* (Adam-Hilger and Institute of Physics)
- [19] Esirkepov T Zh 2001 *Comput. Phys. Commun.* **135** 144
- [20] Esarey E *et al* 1990 *Phys. Rev. A* **42** 3526
- [21] Sheng Z M *et al* 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1796 (in Chinese) 盛政明等 1992 物理学报 **41** 1796]
- [22] Sheng Z M *et al* 2000 *Phys. Rev. E* **62** 7258
- [23] Sheng Z M *et al* 2002 *Phys. Plasmas* **9** 3147
- [24] Mima K *et al* 2001 *Phys. Plasmas* **8** 2349
- [25] Sheng Z M *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **64** 066409
- [26] Nishihara K *et al* 2000 *Proc. SPIE* **3886** 90
- [27] Poomakala S *et al* 2000 *Bull. Am. Phys. Soc.* **45**(7) 238

Generation of low frequency electromagnetic solitons in plasmas near the critical density with ultrashort intense laser pulses^{*}

Sheng Zheng-Ming¹⁾ Zhang Jie¹⁾ Yu Wei²⁾

¹⁾*(Laboratory of Optical Physics, Institute of Physics, Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)*

²⁾*(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China)*

(Received 7 June 2002; revised manuscript received 14 August 2002)

Abstract

Generation of low frequency electromagnetic solitons in plasmas near the critical density by use of an ultrashort intense laser pulse has been studied with a two-dimensional (2D) particle-in-cell simulation code. They are formed while the ultrashort laser pulse is exciting a wake field, with its trailing edge experiencing strong frequency down-shift and part of its energy trapped in the plasmas. The formed solitons are usually found to move with small velocity, which results in the formation of plasma cavities and the acceleration of ions to high energy. It is also found that the soliton formation in 2D simulation geometry depends heavily on the polarization state of the incident pulse.

Keywords : ultrashort intense laser pulse, electromagnetic soliton, plasma cavity, particle-in-cell simulations

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

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 10105014, 19825110, 10075075), and by the National High-Tech. ICF Program.