

高强度激光与等离子体相互作用中的受激 Raman 级联散射、光子凝聚以及大振幅电磁孤立子的产生与加速^{*}

李百文¹⁾ 郑春阳¹⁾ 宋 敏²⁾ 刘占军¹⁾

1) 北京应用物理与计算数学研究所, 北京 100088)

2) 中国农业大学理学院物理系, 北京 100083)

(2006 年 1 月 6 日收到, 2006 年 2 月 10 日收到修改稿)

应用一维相对论电磁粒子模拟程序, 详细研究了线性极化强激光入射到无碰撞稀疏密度长等离子体中引起的受激 Raman 散射、Raman 级联散射、级联散射到光子凝聚、以及大振幅电磁孤立子的产生与加速. 通过研究发现: 在适当的激光振幅和等离子体状态下, 强的光子凝聚现象会导致大振幅电磁孤立子的产生, 电磁孤立子可以以静止、向后以及向前加速的形式存在. 在密度均匀的等离子体中, 电磁孤立子的加速不仅依赖于激光振幅而且依赖于等离子体的长度, 电磁孤立子的电磁频率大约为未扰动电子等离子体振荡频率的二分之一左右, 孤立子内电磁场的电场具有半周期结构, 相应电磁场的磁场以及静电场则具有一个完整的周期结构.

关键词: 粒子模拟, 受激 Raman 散射, Raman 级联散射, 光子凝聚, 电磁孤立子

PACC: 5235P, 5335S, 5240D

1. 引 言

高强度激光入射到无碰撞稀疏密度等离子体后, 通过入射激光电磁波与散射电磁波和等离子体内静电波之间的三波共振耦合过程会激发各种不稳定性过程. 因此, 高强度激光与等离子体相互作用是各种不稳定性产生的根源所在^[1-4]. 在各种不稳定性中, 受激 Raman 散射(SRS)是极其重要的不稳定性之一, 它可以被简单地看作由一个入射激光电磁波(ω_0, \mathbf{k}_0)共振衰减到一个散射 Stokes 电磁波(ω_s, \mathbf{k}_s)和一个电子等离子体波($\omega_{eww}, \mathbf{k}_{eww}$)的三波耦合过程, 并且满足如下频率和波数的共振关系:

$$\omega_0 = \omega_s + \omega_{eww}; \quad \mathbf{k}_0 = \mathbf{k}_s + \mathbf{k}_{eww}, \quad (1)$$

电磁波在等离子体内传播过程中满足色散关系 $\omega_0^2 = \omega_{pe}^2 + k_0^2 c^2$, 相应地, 电子等离子体波满足色散关系 $\omega_{eww}^2 = \omega_{pe}^2 + 3k_{eww}^2 v_{th}^2$, 这里, c , ω_{pe} 和 v_{th} 分别为光速、电子等离子体振荡频率、以及电子热运动速度. 由电磁波的色散关系显而易见, 电磁波在等离子体中传播的最小频率为电子等离子体振荡频率 ω_{pe} .

因此, 要使受激 Raman 散射不稳定性发生必须满足关系 $\omega_0 \geq 2\omega_{pe}$, 即入射激光电磁波的频率至少大于或等于两倍电子等离子体振荡频率, 如果换算成密度则为 $n \leq \gamma n_{cr}/4$, 这里, n 和 n_{cr} 分别为等离子体密度和激光临界密度, γ 则为相对论因子.

受激 Raman 散射所产生的电子等离子体波 (EPW) 几乎具有光速量级的相速度, 当它受到阻尼或者发生波破时, 能够产生许多超热电子. 由于这些超热电子具有很长的射程, 可以预热激光聚变靶芯的热核燃料, 影响压缩和对称性, 降低耦合效率, 不能实现高增益的激光聚变. 因此, 受激 Raman 散射是惯性约束聚变(ICF)中一个十分重要的研究课题^[5].

除了受激 Raman 散射不稳定性之外, 伴随着散射 anti-Stokes 电磁波的三波弱共振耦合过程也已经被实验观测和数值模拟所发现, 相应的共振关系如下:

$$\omega_s = \omega_0 + \omega_{eww}; \quad \mathbf{k}_s = \mathbf{k}_0 + \mathbf{k}_{eww}. \quad (2)$$

通过上述三波弱共振耦合过程可以获得上移频率为电子等离子体波频率大小的散射电磁波.

^{*} 国家自然科学基金(批准号: 10445003, 10575015, 10335020, 10375011), 国防科技重点实验室基金(批准号: 51480010205ZW0901) 和教育部留学回国人员科研启动基金资助的课题.

在强激光振幅条件下,当 Stokes 模式或者 anti-Stokes 模式的散射电磁波在稀疏密度等离子体中向前或向后传播过程中,如果此时散射电磁波的强度超过相应条件下 SRS 的阈值,像新的泵浦源一样能够引起新的 SRS 过程. 类似地,当新产生的散射电磁波强度仍超过相应条件下 SRS 的阈值,又可以激发新的 SRS. 依此类推,受激 Raman 级联散射过程因而产生,并且满足如下的共振关系:

$$\omega_{s,j} = \omega_0 \pm j\omega_{\text{cav}}; \quad \pm k_{s,j} = k_0 \pm jk_{\text{cav}} \quad (3)$$

散射电磁波不仅包括一级、二级, ..., 以及高级 Stokes 模式($j = -1, -2, -3, \dots$), 而且包括一级、二级, ..., 以及高级 anti-Stokes 模式($j = 1, 2, 3, \dots$).

当新产生的散射电磁波强度低于 SRS 的阈值或者散射电磁波的频率小于两倍电子等离子体振荡频率,受激 Raman 级联散射过程停止.

背向和前向 SRS(B-SRS/F-SRS)过程能够同时被激发、发展并且常常是相互关联的^[6],介于两者之间的非线性相互影响,导致激光脉冲发生比较强的空间调幅以及体现在散射电磁波频谱上的受激 Raman 级联散射过程. 受激 Raman 级联散射不稳定性持续增长,使得散射电磁波谱强度的最大值从激光频率附近逐渐向频谱的底部移动. 最终受激 Raman 级联散射因为强的光子凝聚现象而饱和,同时,伴随着等离子体内激光脉冲的衰减及中断. 在受激 Raman 级联散射到光子凝聚的最后阶段,激光脉冲通过衰减及中断,逐渐地转变为一系列超短相对论电磁孤立子^[6,7].

相对论电磁孤立子是等离子体内的自捕获电磁结构. 自捕获产生的根源是由于相对论效应导致电子质量增加以及有质动力效应导致电子密度的重新分布,两种效应共同作用而引起的等离子体内局部折射率改变的结果. 在它产生过程中有相当部分的激光能量会转变给电磁孤立子. 在激光与稀疏或者稠密等离子体相互作用条件下,电磁孤立子的形成机制及其结构特征已经被理论和粒子模拟所发现^[8-14]. 通过一维和二维粒子模拟研究发现,随着时间的发展,等离子体内产生缓慢或者非传播的电子密度凹陷,在其内部捕获比未扰动电子等离子体振荡频率低的电磁波,这是电磁孤立子产生的主要特征. 在密度均匀的等离子体内,电磁孤立子在产生的区域存在很长时间,最终由于与快电子相互作用并转移其电磁能量给快电子而衰减. 在密度不均匀的等离子体内,电磁孤立子以与等离子体密度梯

度成比例的加速度从高密度区域向低密度区域做加速运动,当加速到临界区域,例如等离子体真空边界,电磁孤立子以短暂的强的低频电磁辐射的形式辐射能量^[15,16]. 两个电磁孤立子之间的相互作用会导致电磁孤立子的融合,新产生的电磁孤立子所获得的能量约为两个被融合电磁孤立子的能量之和^[17]. 当考虑离子动力学效应之后,所产生的电磁孤立子,由于在离子时间尺度内电磁孤立子内的静电场会引起离子加速,其结果使得电磁孤立子最终演化为后电磁孤立子(post-soliton)^[18,19].

利用一维相对论电磁 Particle-In-Cell(PIC)粒子模拟程序,本文详细研究了线性极化强激光入射到无碰撞稀疏密度长等离子体中引起的受激 Raman 散射、受激 Raman 级联散射、级联散射到光子凝聚、以及大振幅电磁孤立子的产生与加速. 通过研究发现,在适当的激光振幅和等离子体状态下,强的光子凝聚现象会导致大振幅电磁孤立子的产生,电磁孤立子可以以静止、向后以及向前加速的形式存在;作为新的研究成果我们发现,除了等离子体密度的不均匀性外,电磁孤立子的加速不仅依赖于激光振幅而且依赖于等离子体的长度;电磁孤立子的频率大约为未扰动电子等离子体振荡频率的 1/2 左右,电磁孤立子内电磁场的电场具有半周期结构,相应电磁场的磁场以及静电场则具有一个完整的周期结构.

2. 数值模拟模型

在数值模拟计算中,使用空间坐标一维和速度坐标三维相对论电磁粒子(1D3V-PIC)模拟程序. 长度为 $L(c/\omega_0)$ 的稀疏密度等离子体初始填充在 $x = 0$ 至 $x = L$ 的空间区域,在其前面和后面分别使用了等长度的真空区域,其中 c 与 ω_0 分别为真空中的光速和激光频率. 离子作为中性背景在计算过程中保持静止不动. 在长度为 $1c/\omega_0$ 区域内采用 10 个网格,每个网格内放置 80 个电子. 振荡方向为 y , 电场强度为 E_0 的线性极化激光脉冲放置在 $x = -200c/\omega_0$ 处,即距离等离子体前表面 $200c/\omega_0$ 处. 无量纲的激光振幅为 $a = eE_0/(m_e\omega_0c)$, 其中 e 与 m_e 分别为电子电荷与质量. 进入真空区域的电子会在等离子体真空边界附近形成位垒,进一步阻止更多电子离开,对于那些逃逸的电子以及电磁波,在系统左右边界使用了两个长度分别为 $100c/\omega_0$ 的数

值衰减区域.

本文中所提到的反射和透射电磁场、频谱以及增长率等相关物理量, 分别采用距等离子体前面和后面分别为 $100c/\omega_0$ 处的数值计算结果; 时间、电场以及磁场分别归一化为 $2\pi/\omega_0$, $m_e\omega_0 c/e$ 以及 $m_e\omega_0/e$; 高强度激光脉冲到达前面的真空等离子体边界的时刻取为时间零点为零, 即 $\omega_0 t = 0$.

3. 受激 Raman 散射、Raman 级联散射到光子凝聚

在所有的数值模拟计算过程中, 高强度激光脉冲一直连续入射到无碰撞稀疏密度长等离子体中.

第一个数值模拟模型是在密度 $n = 0.032n_{cr}$ 、长度 $L = 900c/\omega_0$ 、温度 $T_e = 350\text{eV}$ 的等离子体以及激光振幅 $a = 0.3$ 的条件下进行的. 计算中采用了足够长的模拟时间以便保证各种参数不稳定性, 例如, 前向受激 Raman 散射 (F-SRS)、背向受激 Raman 散射 (B-SRS) 以及相对论调幅不稳定性 (RMI) 等的发展、增长以及相互影响^[6]. 图 1 分别给出了反射电磁波、散射电磁波以及等离子体内静电波的频谱以及波数. 高强度激光在稀疏密度等离子体中传播, 通过由强激光电磁波到散射电磁波和电子等离子体波的三波共振耦合, 受激 Raman 散射首先发生. 等离子体内占主导的静电波为频率 $\omega_{epw} \approx 0.18\omega_0$ 的电子等离子体波. 相应地, 散射电磁波为频率 $\omega_s \approx$

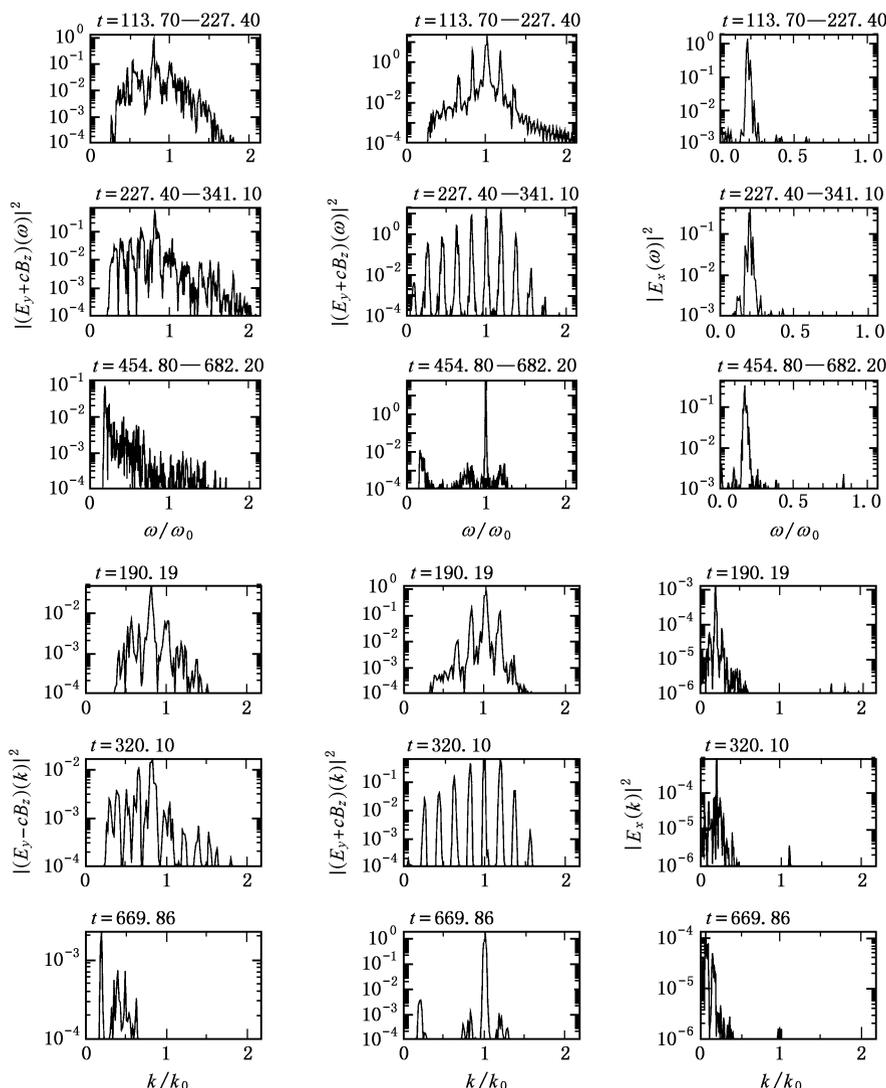


图 1 在等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$ 、长度 $L = 900c/\omega_0$ 、温度 $T_e = 350\text{eV}$ 以及激光振幅 $a = 0.3$ 条件下, 所观测到的真空中反射和透射电磁波以及等离子体内静电波的频谱与波数

$0.82\omega_0$ 的 Stokes 模式. 背向与前向散射电磁波的波数均为 $k_s \approx 0.82k_0$, 相应电子等离子体波的波数则具有两个峰值, 其中一个 $k_{epw} \approx 1.82k_0$ 对应于 B-SRS, 另一个 $k_{epw} \approx 0.18k_0$ 对应于 F-SRS. 由此可以看出, 无论是 B-SRS 还是 F-SRS, 均可以用三波共振耦合过程做出比较合理的物理解释, 而且频率和波数的匹配关系 $\omega_0 = \omega_s + \omega_{epw}$ 和 $k_0 = \pm k_s + k_{epw}$ 被很好地满足.

注意在如此稀疏密度的等离子体条件下, 在真空中的电磁波波数与在等离子体内的波数几乎相等.

在如此稀疏密度的等离子体条件下, 在不稳定性早期线性增长阶段, 与 F-SRS 相比, B-SRS 具有相对低的增长率和长的增长时间. 像图 2 (上部) 反射率显示那样, 在早期阶段, B-SRS 通过形成类似尖峰的电磁结构反射并释放电磁能量. B-SRS 不断增长, 最后因电子等离子体波的波破而引起电子捕获与加速而饱和. 随着时间的发展, F-SRS 与 RMI 相互接近融合为唯一的 F-SRS/RMI 不稳定性, 且可以与 B-SRS 相竞争. 当唯一的 F-SRS/RMI 占支配且可以与 B-SRS 相竞争时, 结果如图 2 (下部) 所示那样, 可以清楚地观察到尺度约为 $2\pi c/\omega_{pe} \approx 5.6\lambda_0$ 的激光脉冲的空间调幅.

在线性阶段的 B-SRS 与 F-SRS 的散射电磁波频谱中, Stokes 模式占主导并支配 anti-Stokes 模式. 从图 1 可以清楚地看出, 在 SRS 之后, 前向受激 Raman 级联散射过程随之发生. 散射电磁波 Stokes 模式分别包括一级 ($0.82\omega_0, 0.82k_0$), 二级 ($0.64\omega_0, 0.64k_0$), 三级 ($0.46\omega_0, 0.46k_0$) 以及四级 ($0.28\omega_0, 0.28k_0$) 等. 相应地, anti-Stokes 模式包括一级 ($1.18\omega_0, 1.18k_0$), 二级 ($1.36\omega_0, 1.36k_0$), 三级 ($1.54\omega_0, 1.54k_0$) 以及四级 ($1.72\omega_0, 1.72k_0$) 也可以从图 1 清楚地观测到.

正如所期待的那样, 大振幅激光电磁波驱动 Raman 级联散射过程发生, 并且随着时间向高级谐波发展. 在极端强的激光振幅条件下, 伴随 Stokes 电磁模式的 Raman 级联散射过程会最终停止于散射电磁频率接近电子等离子体波频率的谐波. 在 Raman 级联散射过程发展的末期, 级联散射的各级谐波在等离子体内传播并离开透明的等离子体层. 通过 Raman 级联散射过程, 相当部分的激光能量持续转移给低频捕获的电磁模式, 结果会导致比较强的光子凝聚^[6, 20-23].

从背向散射电磁波的频谱与波数, 同样可以观察到背向受激 Raman 级联散射, 不过由于背向散射的复杂性, 其电磁波谱并没有像前向散射那样, 揭示一个比较清晰的级联散射过程. 背向散射的电磁波频谱由激光频率向扰动电子等离子体波频率附近展开, 在晚期的饱和阶段, 反射率呈现出短暂的尖峰的时空行为(图 2), 电磁波的频谱和波数(图 1)发生从相干不连续离散图象向不相干散开图象的转变, 正好对应于一个从绝对三波相互作用阶段向混沌阶段的转变过程, 并且伴有不断增加的非线性现象产生^[21].

在不稳定性发展的后期, 通过受激 Raman 级联散射所引起的不稳定性的持续发展, 导致电磁能量从基本电磁波模式逐渐下移到电磁波频谱的底部, 揭示一个电磁能量向低频电磁模式累积的趋势, 其频率接近局部受扰动的电子等离子体振荡频率(即电磁波传播的截止频率), 发生所谓的光子凝聚现象^[6].

通过众多的数值模拟研究发现, 随着激光振幅的增加或等离子体密度的提高, 受激 Raman 级联散射过程以及光子凝聚现象变得更加显著. 随着等离子体密度的降低, ω_{epw}/ω_0 变小, 根据 $\omega_{s,j} = \omega_0 - j\omega_{epw}$, 散射电磁波的模式数 j 变大. 为了激发高级的 Stokes 或 Anti-Stokes 模式, 除了选择降低等离子体密

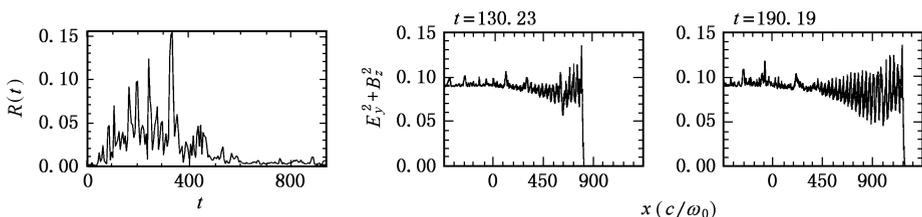


图 2 真空中观测到的电磁波的反射率(上部)与一个激光波长平均电磁场能量密度 $E_y^2 + B_z^2$ (下部), 数值模拟参数与图 1 相同

度之外,为了保证低级谐波的传播和增长,以便驱动更高级谐波,有时选取足够长的等离子体也是必要的。

在本文的接下来部分,将集中讨论由于强的光子凝聚而导致的大振幅电磁孤立的产生与加速。

4. 因强的光子凝聚现象而产生的大振幅电磁孤立子

高强度激光在无碰撞稀疏密度长等离子体中传播过程中,如上所述,受激 Raman 级联散射以及由级联散射向光子凝聚转变等物理过程相继发生,最终导致比较强的光子凝聚,即在扰动电子等离子体频率振荡的电磁场空间区域累积大量的电磁能量。

在强的光子凝聚区域,首先,有质动力作用的结果会把大量电子从该区域排开造成等离子体密度的重新分配导致强非线性产生;其次,强电磁场的相对论效应引起电子质量增加使得色散效应扮演重要角色。上述两种效应共同作用,结果会导致非线性现象的产生,相对论电磁孤立子就是其中极为重要的非线性现象之一^[24]。

4.1. 静止大振幅电磁孤立子

在激光振幅 $a = 0.3$ 情况下,在受激 Raman 级联散射之后,由于强的光子凝聚现象,如图 3 的电子密度 n_e/n 和电磁场能量 $E_y^2 + B_z^2$ 所示,一个局域非传播的电子密度凹陷在等离子体内产生,在密度凹陷区域内一个大振幅的电磁场被捕获并发生振荡,即一个大振幅电磁孤立子在等离子体内最终产生。

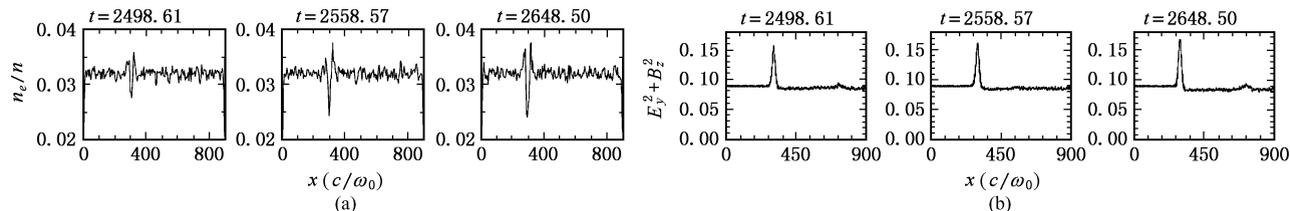


图 3 等离子体电子密度 n_e/n (a) 与一个激光波长平均电磁场能量密度 $E_y^2 + B_z^2$ (b), 数值模拟参数与图 1 相同

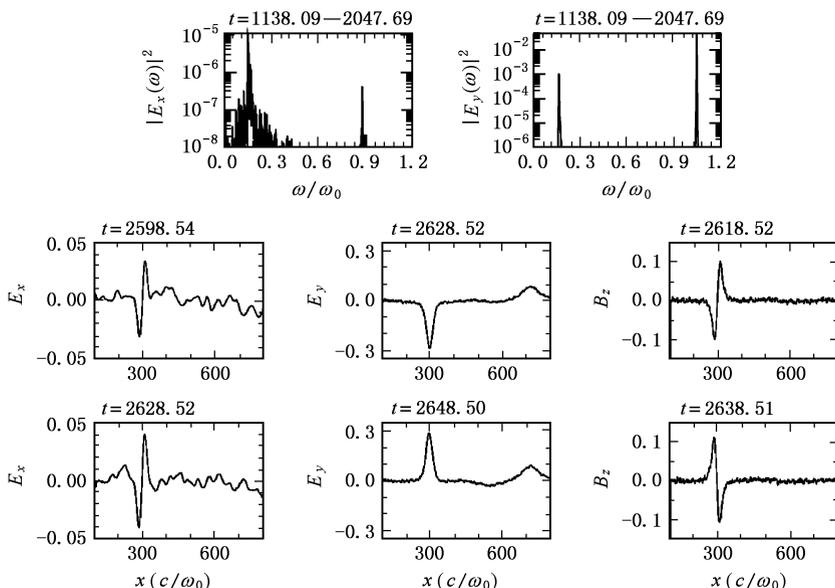


图 4 电磁孤立子内的静电场与电磁场的频谱, 一个激光波长平均电磁场以及一个电子等离子体波长平均的静电场, 数值模拟参数与图 1 相同

图 4 (上部) 给出了捕获在电磁孤立子内的静电场 E_x 和电磁场 E_y 的频谱。除了基本激光频率和受

扰动的电子等离子体波频率外,可以清晰地观测到频率约为 $0.13\omega_0$ 的电磁成分以及频率约为 $0.87\omega_0$

的静电成分. 如果仅仅从频率的观点, 似乎可以把电磁孤立子的形成过程解释为三波共振耦合过程. 电磁孤立子的空间尺寸大约为 $\Delta x_{sol} \approx \lambda_{epw} \approx 5.6\lambda_0$, 其中 λ_{epw} 与 λ_0 分别为电子等离子体波波长与激光波长. 图 4(下部) 给出了电磁孤立子内静电场和电磁场的空间结构. 可以清楚地看出, 捕获在电磁孤立子内的静电场 E_x 具有一个完整的周期结构, 相应电磁场的电场 E_y 和磁场 B_z 分别具有半周期和完整周期结构. 电磁结构随时间发生振荡, 静电结构并不随时间振荡. 可以利用 Maxwell 方程对上述现象做出合理的物理解释, 由 Faraday 法则 $B_z \sim \partial E_y / \partial x$, 电磁孤立子电场 E_y 的 Gaussian 形状必然导致图 4 所示的磁场结构 B_z . 类似地, 根据 Poisson 方程, 对图 3 Gaussian 形状的电子密度凹陷沿空间 x 积分必然导致图 4 所示的静电场结构 E_x . 另外, 根据我们的 PIC 数值模拟结果以及文献 [23] 中的方程 (4-7) 分析显示, 零级谐波支配电子密度扰动, 因而 Poisson 方程给出相应的非振荡静电结构.

电磁孤立子内的电磁成分频率 $0.13\omega_0$ 小于未扰动的电子等离子体振荡频率 $\omega_{pe} \approx 0.18\omega_0$, 这是由于强相对论效应导致电子质量由 m_e 增加到 γm_e , 从而使得电子等离子体振荡频率由 ω_{pe} 降低到 $\omega_{pe}/\gamma^{1/2}$ 的结果. 因此, 一个频率小于未扰动电子等离子体振荡频率的电磁波在等离子体内存在并传播是可能的.

在我们数值模拟时间范围内, 大振幅电磁孤立子产生后, 在其产生处是一直以静止形式存在. 这可以由文献 [15] 做出合理的物理解释, 即电磁孤立子的加速依赖于等离子体密度的不均匀性, 在密度

均匀等离子体中所产生的电磁孤立子是以静止的形式存在.

上述和下面将要提到的大振幅电磁孤立子的特征非常类似于文献 [23] 的结果. 在文献 [23] 中, 通过考虑弱相对论效应、冷等离子体以及忽略离子动力学效应之后, 得到了一个伴随两个非局域项的非线性 Schrödinger 方程, 讨论了线性极化激光与低密度等离子体相互作用情况下, 电磁孤立子的存在性及其稳定性. 电磁孤立子具有最大振幅 $A_{sol} \approx 2.7$ 和频率 $\omega_{sol} \approx 0.73\omega_{pe}$, 并且解析结果与数值模拟结果基本符合. 从这个观点来讲, 或许可以把本文所得到的大振幅电磁孤立子归类于非线性 Schrödinger 孤立子, 至少可以说它们类似于非线性 Schrödinger 孤立子.

除了激光振幅 $a = 0.3$ 外, 保持其他模拟参数不变, 仅仅通过改变激光振幅的大小, 通过数值模拟研究发现: 在受激 Raman 级联散射以及强的光子凝聚等现象发生之后, 大振幅电磁孤立子随之产生. 与静止电磁孤立子所不同的是, 电磁孤立子不但能够以向后而且也可以向前加速的形式存在.

4.2. 向后加速大振幅电磁孤立子

除了激光振幅增加到 $a = 0.4$ 和 $a = 0.5$ 外, 其他模拟参数与 $a = 0.3$ 一样保持不变, 在这两种情况下, 可以观测到向后加速的大振幅电磁孤立子. 从图 5(上部) 给出的激光振幅 $a = 0.4$ 情况下电磁场能量密度示意图可以看出, 电磁孤立子动力学不同于激光振幅 $a = 0.3$ 情况下静止电磁孤立子的情形, 所观测到的大振幅电磁孤立子向后朝着等离子体真空边界方向做加速运动, 当到达边界之后通过

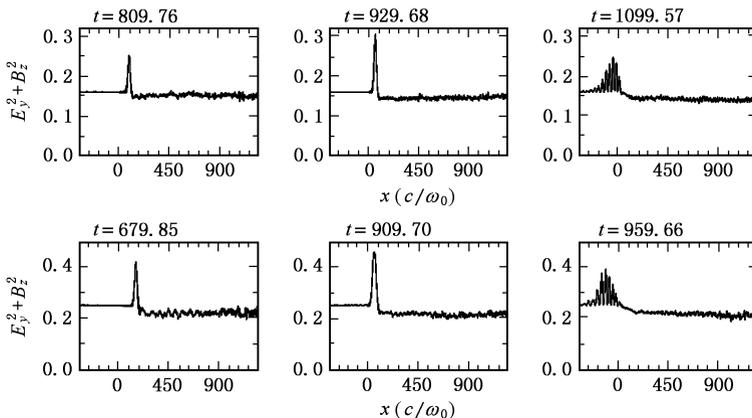


图 5 在等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 900c/\omega_0$, 温度 $T_e = 350\text{eV}$, 激光振幅 $a = 0.4$ (上部) 与 $a = 0.5$ (下部) 条件下, 一个激光波长平均电磁场能量密度 $E_y^2 + B_z^2$

非绝热相互作用以强的短暂的低频电磁辐射的形式释放能量,在电磁辐射发生期间,如图 6(左边)所示那样,可以观测到一个远远高于背向 Raman 散射的瞬时反射率.

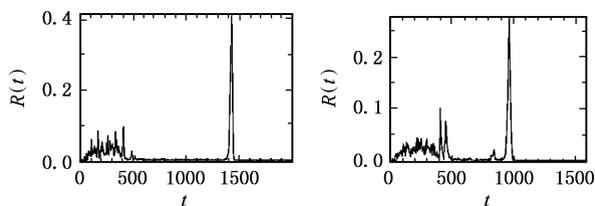


图 6 在等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 900c/\omega_0$, 温度 $T_e = 350\text{eV}$ 激光振幅 $a = 0.4$ (左边) 与 $a = 0.5$ (右边) 条件下, 所观测到的电磁波的反射率

在较高激光振幅 $a = 0.5$ 情况下, 像图 5(下部) 所示, 所有物理细节与激光振幅 $a = 0.4$ 情况完全相同, 在受激 Raman 级联散射以及强的光子凝聚等现象发生之后, 向后加速的大振幅电磁孤立子开始形成. 不过, 由于大的激光振幅会导致相对较大的加速度, 结果电磁孤立子在等离子体内的存在时间短于激光振幅 $a = 0.4$ 的情形. 类似地, 如图 6(右边) 所示, 所观测到的大振幅电磁孤立子向后朝着等离子体真空边界方向做加速运动, 当到达边界之后通过非绝热相互作用以强的短暂的低频电磁辐射的形式释放能量, 在电磁辐射发生期间, 可以观测到一个远远高于背向 Raman 散射的瞬时反射率.

4.3. 向前加速大振幅电磁孤立子

继续提高激光振幅到 $a = 0.6$ 和 $a = 0.7$, 其他

所有模拟参数与激光振幅 $a = 0.3$ 一样保持不变. 更有趣的现象是, 在这两种情况下所观测到的大振幅电磁孤立子既不是静止也不是向后加速, 而是向前朝着等离子体真空边界做加速运动. 除了电磁孤立子向前加速外, 其他所有物理细节与上述一致. 类似地, 在相对大的激光振幅情况下, 电磁孤立子在等离子体内具有大的加速度以及短的存在时间.

如图 7(a) 激光振幅 $a = 0.6$ 情况下电磁场能量密度所显示那样, 一个局域的大振幅电磁孤立子被观测到了. 所观测到的电磁孤立子向前加速, 当到达等离子体真空边界后以强的短暂的低频电磁辐射形式释放其电磁能量, 如图 8(a) 所示那样, 在辐射期间可以观测到一个比较大的透射率. 类似地, 如图 7(b) 以及图 8(b) 所示, 激光振幅 $a = 0.7$ 情况下具有与激光振幅 $a = 0.6$ 完全相同的物理细节.

如果对反射电磁波(向后加速电磁孤立子)或者透射电磁波(向前加速电磁孤立子)做频谱分析, 在频率约为 $0.5\omega_{pe}$ 附近可以清楚地观察到的一个峰值, 即无论是向后还是向前加速, 电磁孤立子的电磁频率大约为电子等离子体振荡频率的 $1/2$ 左右.

无论是静止还是加速情况下, 电磁孤立子的前沿和后沿的电磁能量密度分布有所不同, 后沿的电磁能量密度总是大于前沿的, 而且随着激光振幅增加变得更加明显, 这是由于大的激光振幅观测到更大振幅电磁孤立子的结果. 前后沿的电磁能量密度之差主要转移给电磁孤立子. 在尺度约为经典趋肤深度 c/ω_{pe} 的电磁孤立子区域, 与狭窄且陡峭的电磁能量密度梯度成比例的有质动力作用到电磁孤立子内的电子上影响电磁孤立子的加速.

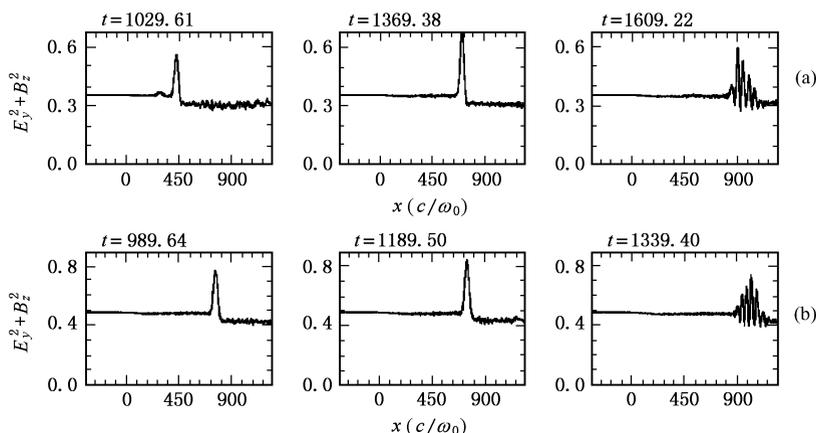


图 7 在等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 900c/\omega_0$, 温度 $T_e = 350\text{eV}$, 激光振幅 $a = 0.6$ (a) 与 $a = 0.7$ (b) 条件下, 一个激光波长平均电磁场能量密度 $E_y^2 + B_z^2$

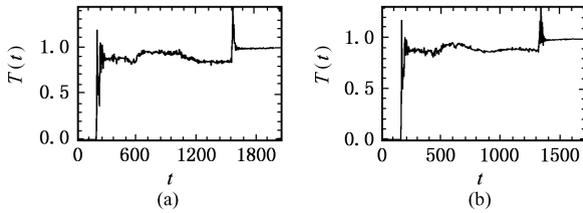


图 8 在等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 900c/\omega_0$, 温度 $T_e = 350\text{eV}$, 激光振幅 $a = 0.6$ (a) 与 $a = 0.7$ (b) 条件下, 所观测到的电磁波的透射率

值得注意的是上述有关电磁孤立子的电磁频率、静电场和电磁场空间分布以及空间尺度等结论, 适用于本文将提到的所有电磁孤立子情况. 而且, 在适当无量纲化单位情况下, 本文中所得到的电磁孤立子的振幅远远超过激光振幅(大于 ω_0/ω_{pe} 倍), 属于超强相对论电磁孤立子类型^[6 23].

进一步采用相同的数值模拟参数, 在激光振幅 $a < 0.3$ 和 $a > 1.0$ 范围, 这种局域的大振幅电磁孤立子并没有被我们的数值模拟所观测到.

5. 等离子体长度对电磁孤立子的影响

到目前为止, 本文主要研究了线性极化强激光入射到无碰撞稀疏密度长等离子体中所引起的受激 Raman 级联散射、光子凝聚以及因强的光子凝聚而产生的大振幅电磁孤立子. 在所有的模拟模型计算中, 除激光振幅作为一个可调参数外, 保持等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 900c/\omega_0$ 以及温度 $T = 350\text{eV}$ 等参数不变. 通过改变激光振幅大小可以观测到静止、向后以及向前加速的大振幅电磁孤立子.

事实上, 通过数值模拟研究我们同样发现, 等离子体长度也可以影响大振幅电磁孤立子的加速过程. 为了详细描述这一现象, 仅仅把等离子体长度 L 做为一个可调参数, 保持等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$ 、温度 $T_e = 350\text{eV}$ 以及激光振幅 $a = 0.5$ 等参数不变, 进行了若干数值模拟研究.

5.1. 向后加速大振幅电磁孤立子

在等离子体长度 $L = 500c/\omega_0$, $600c/\omega_0$ 以及 $1000c/\omega_0$ 等三种情况下, 与上述所介绍的等离子体长度 $L = 900c/\omega_0$ 和激光振幅 $a = 0.5$ 情况下的物理细节相同. 如图 9 等离子体长度 $L = 500c/\omega_0$ 情况下电磁场能量密度所示, 在受激 Raman 级联散射以及强的光子凝聚现象发生之后, 由于强的光子凝

聚, 一个空间局域的向后加速的大振幅电磁孤立子最终开始形成. 电磁孤立子向后加速运动到等离子体真空边界之后, 通过非绝热相互作用以强的短暂的低频电磁辐射的形式释放能量, 在其辐射期间, 可以观测到一个远远高于背向 Raman 散射的瞬时反射率.

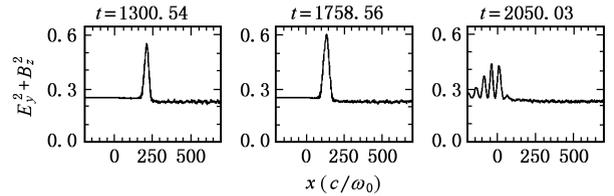


图 9 在等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 500c/\omega_0$, 温度 $T_e = 350\text{eV}$, 激光振幅 $a = 0.5$ 条件下, 一个激光波长平均电磁场能量密度 $E_y^2 + B_z^2$

5.2. 向前加速大振幅电磁孤立子

在等离子体长度 $L = 700c/\omega_0$, $1300c/\omega_0$ 以及 $1400c/\omega_0$ 等三种情况下, 如图 10 等离子体长度 $L = 700c/\omega_0$ 情况下电磁场能量密度所示, 所观测到的大振幅电磁孤立子向前加速. 类似地, 电磁孤立子向前加速运动到等离子体真空边界后, 通过非绝热相互作用以强的短暂的低频电磁辐射的形式释放能量, 其辐射期间可以观察到一个比较高的瞬时透射率.

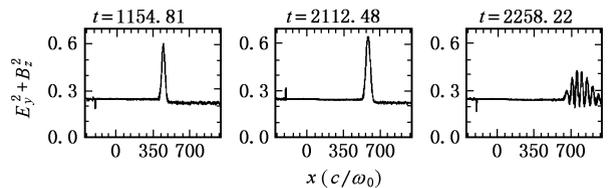


图 10 等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 700c/\omega_0$, 温度 $T_e = 350\text{eV}$, 激光振幅 $a = 0.5$ 条件下, 一个激光波长平均电磁场能量密度 $E_y^2 + B_z^2$

6. 向前和向后加速的大振幅电磁孤立子

通过数值模拟研究发现, 在大多数情况下, 强的光子凝聚现象发生之后, 等离子体内仅仅伴随一个大振幅电磁孤立子的产生, 不过在极少情况下也可以观测到两个大振幅电磁孤立子. 例如在等离子体长度 $L = 800c/\omega_0$ 和 $1200c/\omega_0$ 情况下, 一个向后和一个向前加速的电磁孤立子相继产生. 具体细节是

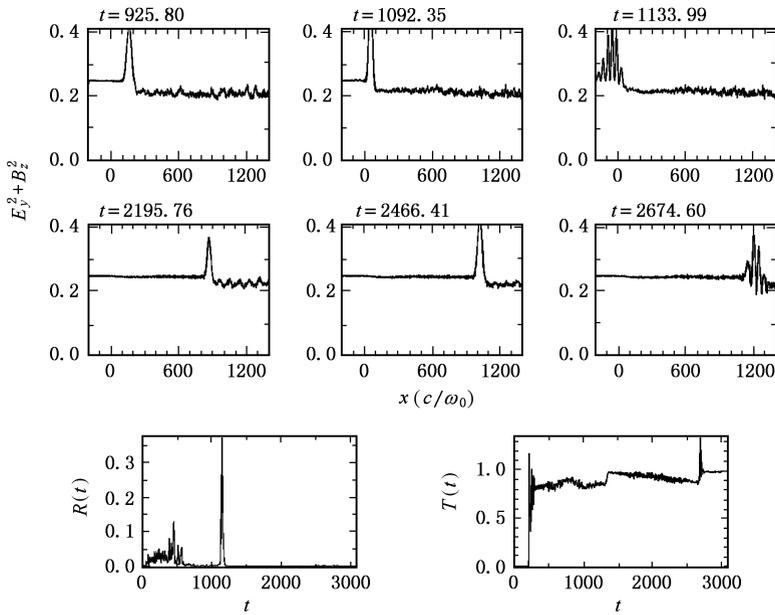


图 11 等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 1200c/\omega_0$, 温度 $T_e = 350\text{eV}$, 激光振幅 $a = 0.5$ 条件下, 一个激光波长内平均电磁能量密度 $E_y^2 + B_z^2$ (上部)以及反射率和透射率(下部)

首先产生一个向后加速的电磁孤立子, 当它向后加速运动到等离子体真空边界或者消失在等离子体内之后, 另外一个向前加速的电磁孤立子随即开始形成, 向前朝着等离子体真空边界做加速运动. 为了了解具体细节, 图 11(上部)给出了 $L = 1200c/\omega_0$ 情况下的电磁场能量密度示意图. 其中前三个时刻对应向后加速, 后三个时刻则对应向前加速电磁孤立子情形. 类似地, 如图 11(下部)的反射率和透射率所示, 当向后加速的电磁孤立子到达边界可以观察到一个较受激 Raman 散射高的瞬时反射率, 之后当向前加速的电磁孤立子到达边界可以观察到一个比

较高的瞬时透射率.

7. 两个相对论电磁孤立子的融合

通过数值模拟研究同样发现, 在等离子体长度 $L = 1400c/\omega_0$ 和激光振幅 $a = 0.3$, 其他数值模拟参数继续保持不变的情况下, 如图 12 所示, 在受激 Raman 级联散射之后, 由于发生比较强的光子凝聚现象, 结果导致两个大振幅电磁孤立子同时产生, 并且共存于稀疏密度等离子体中. 当两个电磁孤立子形成之后, 同时向后朝着等离子体真空边界做加速

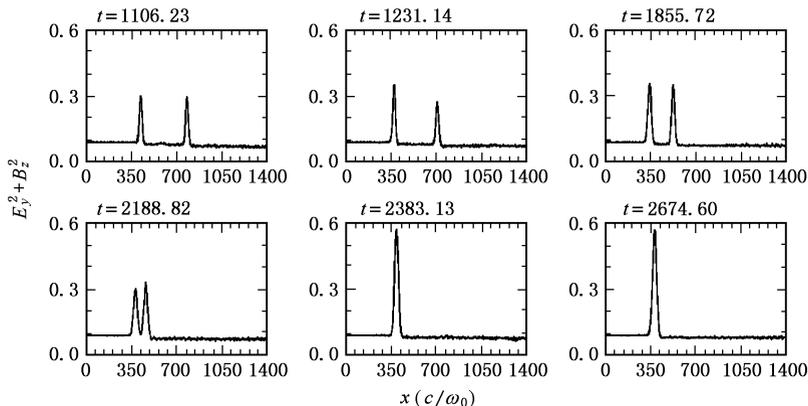


图 12 等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 1400c/\omega_0$, 温度 $T_e = 350\text{eV}$ 以及激光振幅 $a = 0.3$ 条件下, 所观测到的一个激光波长平均电磁场能量密度 $E_y^2 + B_z^2$

运动,后面电磁孤立子的加速度大于前面的,并且最终会赶上前面的电磁孤立子,两个电磁孤立子相遇之后相互融合并形成一个新的电磁孤立子,这个新形成的电磁孤立子所获得的能量大约等于融合前两个电磁孤立子的能量之和.在我们数值模拟时间范围内,融合后所形成的新电磁孤立子并没有分开.

8. 大振幅电磁孤立子的加速以及电磁孤立子引起的电子加速

本节主要讨论大振幅电磁孤立子的加速以及电磁孤立子所引起的电子加速等问题.

8.1. 电磁孤立子的加速

很多作者研究过电磁孤立子的加速机制,到目前为止,其结论是在密度均匀的等离子体中,电磁孤立子在其产生的区域存在很长时间,最终通过与快电子相互作用并转移其电磁能量给快电子而衰减.在密度不均匀等离子体中,电磁孤立子以与等离子体密度梯度成比例的加速度从高密度区域向低密度区域做加速运动,当电磁孤立子到达临界区域,例如等离子体真空边界,通过以较强且短暂的低频电磁辐射的形式辐射其电磁能量^[15].如果从这个观点无法解释本文所得到的加速电磁孤立子的情形.从我们众多的数值模拟结果来看,在电磁孤立子的产生和存在期间,电磁孤立子前后区域的等离子体密度基本保持均匀没有形成密度梯度.由此我们可以得出结论,即除了等离子体的不均匀性外,电磁孤立子的加速还取决于另外两个因素:入射激光振幅大小和等离子体长度.

事实上,相对论电磁孤立子的运动可以通过孤立子内电子运动的总体效果表现出来.在非线性相对论情况下,静电力项和有质动力项彼此相互平衡的结果决定电子径向的运动,在无量纲单位条件下有

$$\partial p_x / \partial t = -E_x - \partial \gamma / \partial x, \quad (4)$$

这里 p_x , E_x 和 γ 分别代表电子动量,静电场和相对论因子.电磁孤立子是向前还是向后加速,取决于电磁孤立子内所有电子的平均效应,即静电力和有质动力谁占优势的结果.

受激 Raman 散射会产生许多向前运动的超热

电子并形成超快电子流,为了保持电中性,由大量等离子体背景电子组成的冷的回流去平衡和补偿超快电子流,并且推动电磁孤立子内电子向后运动,可能这就是在适当激光振幅条件下所产成的电磁孤立子向后加速的原因所在.另外如前所述,无论是静止还是加速情况下,电磁孤立子前后沿的电磁场能量密度分布有所不同,后沿的能量密度总是大于前沿的,而且随着激光振幅增加变得更加明显.前后沿的电磁能量密度之差主要转变给电磁孤立子的能量.在尺度约为趋肤深度 (c/ω_{pe}) 量级的电磁孤立子的空间区域内,与狭窄且陡峭的电磁能量密度梯度成比例的有质动力作用到电子上,从而推动电子密度凹陷使得电磁孤立子向前运动.或许在比较高的激光振幅条件下,与静电力竞争的结果,有质动力效应占据主导,进而反过来推动电磁孤立子向前加速.

8.2. 大振幅电磁孤立子所引起的电子加速

电磁孤立子所引起的电子加速问题被很多作者广泛地研究过.其加速机制是因为电磁孤立子能够在等离子体内提供一个具有规则形状的静电场和电磁场的空间区域,等离子体内的电子与电磁孤立子内静电场和电磁场相互作用获得能量的结果.电磁孤立子的能量转移给快电子的能量^[25].

通过数值模拟我们发现:在适当激光振幅条件下,捕获在电磁孤立子内静电场和电磁场具有很好的空间结构,而且在电磁孤立子的存在期间,孤立子内静电场结构几乎保持不变.图 13 给出了在等离子体长度 $L = 500c/\omega_0$ 和激光振幅 $a = 0.5$ 条件下不同时刻的静电场示意图.从图中可以清晰地看出,捕获在电磁孤立子内的静电场具有非常好的正旋结构,而且其振幅随着时间几乎保持不变.电磁孤立子内静电场可以近似地表示为 $E_s(x_s) \approx -E_{\max} \cdot \sin(2\pi x_s/L_s)$, 其中 $L_s \approx 75c/\omega_0$ 为电磁孤立子的空间尺度,坐标变化从 $x_s = 0$ 到 $x_s = L_s$, $E_{\max} \approx 0.12m_e\omega_0 c/e$ 为电磁孤立子的振幅.尽管曲线所包围的全部区域总面积为零,不过我们可以利用静电场的正向部分向后加速电子或者利用负向部分向前加速电子.通过简单计算,很容易得到电子能够获得的最大能量为

$$E^{\max} \approx \left| \int_0^{L_s/2} eE(x_s) dx_s \right| = eE_{\max} L_s / \pi, \quad (5)$$

代入 L_s 和 E_{\max} 的数值, $E^{\max} \approx 1.46\text{MeV}$, 即被加速电子所获得的最大能量约为 1.46MeV 左右.

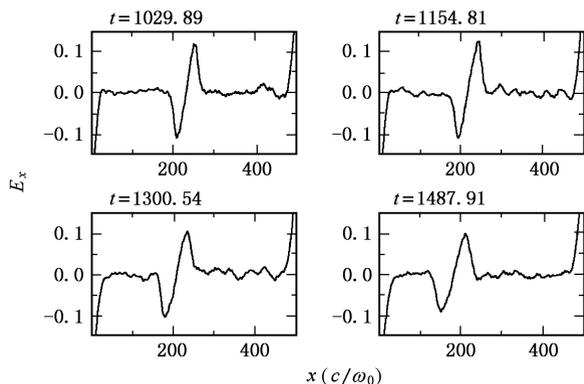


图 13 在等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 长度 $L = 500c/\omega_0$ 、温度 $T_e = 350\text{eV}$ 以及激光振幅 $a = 0.5$ 条件下, 一个电子等离子体波波长平均的静电场 E_x

9. 等离子体温度和离子动力学对电磁孤立子的影响

通过数值模拟研究发现, 等离子体温度和离子动力学效应对电磁孤立子的产生具有一定的影响. 首先, 为了考察温度效应, 在数值模拟计算中选择等离子体长度、等离子体温度以及激光振幅作为三个可调参数, 其他模拟参数保持不变. 表 1 列出了几种模型下的计算结果. 在等离子体长度 $L = 500c/\omega_0$ 和激光振幅 $a = 0.5$ 不变, 等离子体温度分别取 $T_e = 1\text{keV}$, 2keV 以及 5keV 三个模型条件下, 所得结果与温度 $T_e = 350\text{eV}$ 情况下一致, 可以观测到一个向后加速的大振幅电磁孤立子. 类似地, 在等离子体长度 $L = 900c/\omega_0$, 激光振幅 $a = 0.5$ 不变, 等离子体温度分别取 $T_e = 1\text{keV}$, 2keV 以及 5keV 三个模型条件下, 除了温度 $T_e = 5\text{keV}$ 情况外, 所观测到的结果与温度 $T_e = 350\text{eV}$ 情况下一致, 同样可以观测到一个向后加速的大振幅电磁孤立子. 不过, 在温度 $T_e = 5\text{keV}$ 情况下, 可能是由于比较大的初始热压强会导致不同的物理机理, 使得在我们所选取的数值模拟参数条件下, 并不满足电磁孤立子产生所具备的物理条件. 另外在等离子体长度 $L = 900c/\omega_0$, 激光振幅 $a = 0.7$ 以及温度分别取 $T_e = 1\text{keV}$, 2keV 以及 5keV 的另外三个模型条件下, 其数值模拟结果与等离子体温度 $T_e = 350\text{eV}$ 的情况一致, 即可以观测到

一个向前加速的大振幅电磁孤立子.

表 1 等离子体温度对电磁孤立子的影响

T_e/eV	350	1000	2000	5000
$L = 500c/\omega_0, a = 0.5$	B	B	B	B
$L = 900c/\omega_0, a = 0.5$	B	B	B	NO
$L = 900c/\omega_0, a = 0.7$	F	F	F	F

表 2 离子动力学对电磁孤立子的影响

T_e/eV	350	350
m_{ion}/m_e	1836	∞ (离子静止)
$L = 500c/\omega_0, a = 0.5$	B	B
$L = 900c/\omega_0, a = 0.3$	S	S
$L = 900c/\omega_0, a = 0.7$	F	F

由于电磁孤立子产生的时间较晚, 离子动力学对它的产生已经具有一定的影响. 为了检验离子动力学效应, 取等离子体密度 $n = 0.032n_{cr}$, 电子和离子的温度取为 $T_i = T_e = 350\text{eV}$, 质量比为 $m_i/m_e = 1836$, 等离子体长度和激光振幅作为两个可调参数, 选取三组数值模拟模型进行了对比计算, 表 2 列出了相应的数值模拟结果. 电磁孤立子的形成及其物理机制与离子静止的情况是相同的. 在等离子体长度 $L = 500c/\omega_0$ 和激光振幅 $a = 0.5$ 情况下, 考虑离子动力学效应之后, 尽管电磁孤立子的振幅(电磁能量密度)有所降低, 以及空间尺度略为改变(变窄), 不过相同类型的向后加速的电磁孤立子仍然被数值模拟研究所发现. 类似地, 在等离子体长度 $L = 900c/\omega_0$ 和激光振幅 $a = 0.3$ 情况下, 可以观测到以静止形式存在的大振幅电磁孤立子. 另外, 在等离子体长度 $L = 900c/\omega_0$ 和激光振幅 $a = 0.7$ 情况下, 同样可以观测到向前加速的大振幅电磁孤立子.

注意: 考虑离子动力学效应之后, 在电磁孤立子的产生与存在期间, 像大的电子密度凹陷一样, 等离子体内同样会形成类似的离子密度凹陷.

10. 结 论

利用一维相对论电磁(1D3V-PIC)粒子模拟程序, 详细研究了线性极化强激光入射到无碰撞稀疏密度长等离子体中引起的受激 Raman 散射、Raman 级联散射以及光子凝聚等物理现象. 通过数值模拟研究发现: 在适当的激光振幅和等离子体状态下, 强的光子凝聚现象会导致大振幅电磁孤立子的产生,

电磁孤立子可以以静止以及加速的形式存在 ;除了等离子体密度的不均匀性外 ,电磁孤立子的加速不仅依赖于激光振幅而且依赖于等离子体的长度 ;电磁孤立子的电磁频率大约为未扰动电子等离子体振

荡频率的 $1/2$ 左右 ,电磁孤立子内电磁场的电场具有半周期结构 ,相应电磁场的磁场以及静电场则具有一个完整的周期结构 .

-
- [1] Forslund D W , Kindel J M , Lindman E L 1975 *Phys. of Fluids* **18** 1002
- [2] Forslund D W , Kindel J M , Lindman E L 1975 *Phys. of Fluids* **18** 1017
- [3] Estabrook K , Kruer W L 1985 *Phys. of Fluids* **26** 1892
- [4] Estabrook K , Kruer W L , Haines M G 1989 *Phys. of Fluids* **B 1** 1282
- [5] Kruer W L 1987 *The physics of Laser Plasma Interactions* (Addison-Wesley , California)
- [6] Mima K , Jovanovic M S , Sentoku Y *et al* 2001 *Phys. Plasma* **8** 2349
- [7] Decker C D , Mori W B , Katsouleas T 1994 *Phys. Rev. E* **50** R3338
- [8] Sheng Z M , Zhang J , Yu W 2003 *Chin. Phys.* **12** 125
- [9] Fang Z B , Shen B F , Cheng C F , Zhang X M 2005 *Chin. Phys.* **14** 1850
- [10] Chen H H , Liu C S 1976 *Phys. Rev. Lett.* **37** 693
- [11] Kaw P K , Sen A , Katsouleas T 1992 *Phys. Rev. Lett.* **68** 3172
- [12] Sudan R N , Dimant Y S , Shiryayev O B 1997 *Phys. Plasma* **4** 1489
- [13] Poornakala S , Das A , Sen A *et al* 2002 *Phys. Plasma* **9** 1820
- [14] Esirkepov T , Nishihara K , Bulanov S V *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **89** 275002
- [15] Sentoku Y , Esirkepov T Zh , Mima K *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **83** 3434
- [16] Kochetov A V , Mironov V A , Bubukina V N *et al* 2001 *Physica D* **152-153** 723
- [17] Bulanov S V , Califano F , Esirkepov T Zh *et al* 2001 *Physica D* **152-153** 682
- [18] Naumova N M , Bulanov S V , Esirkepov T Zh *et al* 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 185004
- [19] Borghesi M , Bulanov S , Campbell D H *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 135002
- [20] Li B W , Ishiguro S , Skoric M M *et al* 2005 *Phys. Plasma* **12** 103013
- [21] Skoric M M , Jovanovic M S , Rajkovic M R *et al* 1996 *Phys. Rev. E* **53** 4056
- [22] Miyamoto S , Mima K *et al* 1998 *J. Phys. Soc. Jpn.* **67** 1281
- [23] Hadzievshi Lj , Jovanovic M S , Skoric M M *et al* 2002 *Phys. Plasma* **9** 2569
- [24] Bulanov S V , Esirkepov T Zh , Naumova N M *et al* 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 3440
- [25] Farina D , Bulanov S V 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 5289

Stimulated Raman cascade-into-photon condensation and ultra-intense EM solitons in laser plasma interaction *

Li Bai-Wen¹⁾ Zheng Chun-Yang¹⁾ Song Min²⁾ Liu Zhan-Jun¹⁾

1) (*Institute of Applied Physics and Computational Mathematics, Beijing 100088, China*)

2) (*Department of Physics, College of Science, China Agricultural University, Beijing 100083, China*)

(Received 6 January 2006 ; revised manuscript received 10 February 2006)

Abstract

Stimulated Raman scattering, stimulated Raman cascade and the transition from Raman cascade into photon condensation, induced by linearly-polarized intense laser beam interacting with underdense collisionless homogeneous plasmas, are studied by particle simulations. It is found that, at appropriate laser amplitude and plasma condition, a large-amplitude relativistic EM soliton is formed due to the strong photon condensation. The standing, backward- and forward-accelerated large-amplitude relativistic electromagnetic solitons induced by intense laser pulses in underdense collisionless homogeneous plasmas are studied by particle simulations. In addition to the inhomogeneity of the plasma density, we found that the acceleration of the solitons depends upon both the laser intensity and the plasma length. The electromagnetic frequency of the solitons is about one-half of the unperturbed electron plasma frequency. The transverse electric, magnetic and electrostatic fields have half-, one- and one-cycle structure in space, respectively.

Keywords : particle-in-cell simulation, stimulated Raman scattering, Raman cascade, photon condensation, electromagnetic soliton

PACC : 5235P, 5335S, 5240D

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grants Nos. 10445003, 10575015, 10335020, 10375011), the Science and Technology Foundation of State Key Laboratory of Laser Fusion, China (Grant No. 51480010205ZW0901) and the Scientific Research Starting Foundation for Returned Overseas Chinese Scholars, Ministry of Education, China.