

相对论效应对激光在等离子体中的共振吸收的影响*

徐 慧 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 11 月 30 日收到, 2006 年 2 月 8 日收到修改稿)

采用一维粒子模拟(PIC)方法,研究了相对论效应对 P 偏振激光斜入射非均匀等离子体时产生的共振吸收的影响. 计算表明,弱相对论情况下,在临界面附近产生的电子等离子体波的相对论非线性效应占主要作用,随着入射光场的逐渐增大,吸收率逐渐降低. 当入射光强超过 $3.7 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$ 时,由于超短激光脉冲本身在等离子体中产生相对论效应、等离子体波破裂效应,以及参量不稳定过程激发等,吸收系数随着激光强度又开始增加. 固定等离子体密度标长,取不同的激光入射角、电子初始温度,相对论效应对吸收系数的影响是一致的.

关键词:激光等离子体,相对论效应,共振吸收,粒子模拟

PACC:5250J, 5240D, 5225P

1. 引 言

共振吸收是激光与等离子体相互作用中一种非常重要的吸收机理^[1]. P 偏振的电磁波斜入射密度非均匀的等离子体时,电矢量在等离子体密度梯度方向上有一个分量,该分量会驱动电子沿着密度梯度方向振荡. 在临界密度附近,由于激光频率等于电子振荡本征频率,电子振荡得到共振加强,激发产生电子等离子体波,从而使激光能量转化为电子振荡能量. 这种共振吸收机理已经得到了广泛的研究^[2-8]. 20 世纪 90 年代初,随着超短强激光技术的发展,人们对超短激光脉冲与固体靶相互作用中的能量吸收产生了极大的兴趣^[9-13]. 这种激光的脉宽很短,产生的等离子体密度标尺长度很短,这对共振吸收有很大的影响. 但那些研究大都采用的是线性理论. 由于临界面附近的静电场可能会非常大,由此带来的相对论效应会改变电子的质量而产生非线性效应,这将极大的影响共振吸收及模式转换. 例如, Drake 等人^[14]发现相对论质量的改变能降低不均匀等离子体中产生波破裂的阈值条件. 马锦秀等^[15]详细讨论了相对论质量增加对冷等离子体中的共振吸收的影响. 他们认为随着入射激光强度的

增加,激发的静电场的峰值逐渐向高密度区偏移,超过一定的强度后,静电场在临界面附近呈现典型的迟滞结构,其确切取值与激发过程相关. 如果静电场取迟滞结构的最大值,共振吸收随着入射光强度的增加是逐渐增加的. 后来,盛政明等^[16]通过数值计算发现,静电场只能取迟滞结构的最小值,他们认为共振吸收系数随激光强度的增大而降低.

到目前为止,所有讨论都局限于解析和半解析的,还没有人采用数值方法,自洽地对该问题进行过详细模拟. 本文采用一维粒子模拟(PIC)^[17]方法详细地研究了相对论效应引起的非线性对吸收系数的影响,发现随着入射激光强度的逐渐增大,吸收系数先减小后增加.

2. 相对论理论解析模型

一维空间中,密度沿 x 方向非均匀分布的冷等离子体系统,激光在临界面附近激发的电子等离子体波的电场 E 满足如下方程^[18]:

$$\left(\frac{2i}{\omega_0} \frac{\partial}{\partial t} + 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} + \frac{iv}{\omega_0} + \frac{\omega_{pe}^2}{\omega_0^2} \left[\frac{3}{8} |\beta|^2 + F(\beta) \right] \right) \beta = -\beta_d \exp(i\phi),$$

* 国家自然科学基金(批准号:10335020,10476033),国家杰出青年基金(批准号:10425416),国家 863 高技术惯性约束聚变主题和科学院知识创新工程项目资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: zmseng@aphy.iphy.ac.cn

$$F(\beta) = \frac{1}{4L_0^2} \left[\epsilon \left(|\beta|^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial x^2} |\beta|^2 + \beta^* \frac{\partial \beta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial x} \right) + \frac{\partial \ln n_0}{\partial x} |\beta|^2 \frac{\partial}{\partial x} + \frac{1}{n_0} \frac{\partial^2 n_0}{\partial x^2} |\beta|^2 \right], \quad (1)$$

其中 $\beta = eE/m_e \omega_0 c$ 为归一化的电场, e 和 m_e 分别是电子的静止电荷和质量, ω_0 是驱动频率, c 为真空中的光速, t 为时间, $|\beta_d|$ 是归一化的驱动场, 它与电子等离子体波的激发形式有关, ϕ 是与时间无关的实数, $\omega_{pe}(x)$ 是电子等离子体波频率, ν 是碰撞阻尼率, $n_0(x)$ 是非扰动的电子等离子体密度, $n_{cr} = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$ 是与激光频率对应的临界密度, $k_0 = \omega_0 / c$ 为波矢, $\epsilon = n_0(x) - n_{cr}$. 非线性项 $\frac{3}{8} |\beta|^2 \beta$ 由相对论电子质量增加引起, 它会导致等离子体波的非线性饱和, 并把等离子体波向高密度区域推进. $F(\beta)$ β 由临界面附近等离子体密度的非均匀性引起, 数值模拟表明它使共振面附近的场分布函数变得比较平坦. 由于 $F(\beta) \sim |\beta|^2 (k_0 L)^2$, 所以 $L \gg \lambda_0$ 时可以被忽略. L 是等离子体密度标尺长度, λ_0 是入射激光在真空中的波长.

对于线性密度分布 ($n_0 = n_{cr}(1 + x/L)$) 的等离子体, 假设激光振幅是常数, 且 $L \gg \lambda_0$, 忽略 $F(\beta)\beta$ 项后, 方程 (1) 简化为

$$\left[i \frac{\partial}{\partial \tau} - (\xi - i\nu_0) \beta_d^{-2/3} + \frac{3}{8} |A|^2 \right] A = 1, \quad (2)$$

其中 $A = -\beta_d^{-1/3}$, $\tau = (\omega_0 t/2) \beta_d^{-2/3}$, $\xi = x/L$, $\nu_0 = \nu/\omega_0$. 分析知其稳态解形式如下:

$$(\xi' - q |A'|^2)^2 |A'|^2 + |A'|^2 = 1, \quad (3)$$

其中 $A' = (v_0 \beta_d^{-2/3}) A$, $\xi' = \xi/v_0$, $q = \frac{3}{8} \beta_d^2 v_0^{-3}$. 方程

(3) 表明激发的静电场的幅度完全取决于非线性系数 q , 而后者取决于激光场强度和碰撞阻尼频率. 令 $\alpha = |A|^2$, 方程 (3) 的两个解是 $\xi'_\pm = qa \pm \sqrt{1/a - 1}$. 图 1 给出了不同 q 值对应的静电场在临界面附近的分布. 可以看出, 随着非线性因子 q 的增加, 电场峰值逐渐右移; 当 q 超过一定的值 ($\frac{8}{9}\sqrt{3}$) 后, 就会形成迟滞结构 (曲线 c).

曲线的迟滞结构部分, 在同一个位置 ξ' , 电场具有三个值, 这在物理上是不合理的, 因为一个电子不可能在一个电场中同时具有三个不同的振荡幅度. 解决的方法就是在拐点 T_1 或 T_3 的位置引入间断. 数值计算发现在 T_2 处差值比 T_1 处更合理, 此

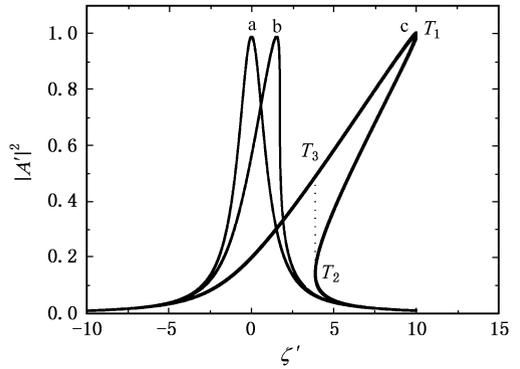


图 1 线性密度分布的等离子体中在临界面附近激发的电场幅度 a $q=0.0$, b $q=\frac{8}{9}\sqrt{3}$, c $q=10.0$

时对应的电场最大值为 T_3 . 据 Kruer 等^[1] 提出的简单模型及能量守恒原理知, 吸收系数与图 1 中曲线下面的面积成正比^[15]. 对不同 q 值相应的曲线积分, 得到了相对论与非相对论吸收系数的比值随非线性系数 q 的变化, 见图 2 中曲线 a. 随着非线性系数的增加, 没有达到阈值 ($q_{th} = \frac{8}{9}\sqrt{3}$) 前, 吸收率保持不变; q 进一步增加, 吸收率开始单调下降. 另外, 根据理论分析知, 当 $q \gg q_{th}$ 时, 非线性共振吸收系数与线性吸收系数的比值为 $(6/\pi)(2q)^{-1/3}$ ^[16], 见图 2 中曲线 b. 可以看出, 两者在 q 较大的时候吻合得非常好.

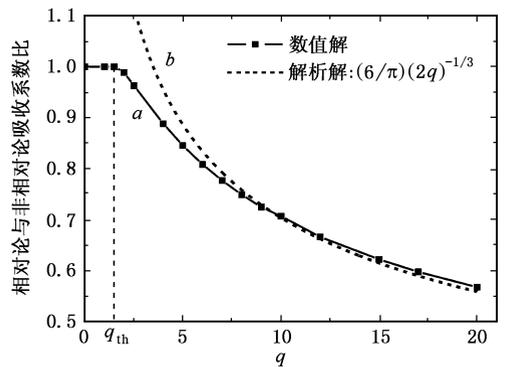


图 2 相对论、非相对论吸收系数的比值随着非线性系数 q 的变化

3. 一维粒子模拟结果

为了验证解析解, 采用一维粒子模拟 (PIC) 程序^[17] 继续研究上述问题. 由于该程序运用移动坐标, 所以能用来研究斜入射激光与等离子体的相互

作用过程. 假设一束沿 x 方向传播的 P 偏振光, 倾斜地入射密度为线性分布的冷等离子体. 设电子等离子体密度分布为 $n_0 = (x/L)n_{cr}$, 其中等离子体密度标长度 L 以激光波长 λ_0 为单位. θ 是激光传播方向与密度梯度之间的夹角. 入射激光时间波包为 $a = a_0 \sin^2(\pi t/\tau)$, a 以 $m_e c^2/e$ 归一化, τ, t 分别是以 $2\pi/\omega_0$ 归一化后的脉冲宽度和时间, a_0 是激光振幅, 它与入射激光强度 I 的关系为 $I\lambda_0^2 = a_0^2 \times 1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2 \cdot \mu\text{m}^2$. 模拟盒子总长 $10\lambda_0$, 最初等离子体线性地分布在模拟盒子的中间, 左、右分别有 $5\lambda_0, 2\lambda_0$ 的真空, 每个波长分成 100 个网格, 每个网格里最多的粒子数是 300.

据线性共振吸收理论^[8]知, 共振吸收峰值对应的入射角与等离子体密度标尺长度的关系为 $\sin\theta = 0.6(2\pi L/\lambda_0)^{-1/3}$, 最大吸收率约为 0.5. 假设等离子体密度标尺长度 $L = \lambda_0$, 电子初始温度 T_e 为 10eV, 吸收峰值相应的入射角为 $\theta \cong 21.6^\circ$, 与入射激光相应的临界密度面在 $6\lambda_0$ 处. 为了尽可能地减小除了相对论效应以外的其他效应对吸收的影响, 模拟中取较小的入射激光脉宽, $\tau = 20$ 激光周期. 图 3(a) 给出了粒子模拟得到的吸收率随着入射激光振幅 a_0 的变化. 可以看出, 强度非常小的时候, 共振

吸收率约为 0.5, 与线性理论的计算结果一致^[8]. 在 $a_0 < 0.5$ (对于波长为 $1\mu\text{m}$ 的激光, 相应的光强度约为 $3.4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$) 时, 随着 a_0 的增加, 吸收率逐渐减小到 0.4 附近, 即: 弱相对论效应使吸收率降低, 与上一节的理论分析一致. 当 $a_0 > 0.5$ 时, 随着激光振幅的进一步增加, 吸收率却开始增加, 这表明其他吸收机理逐渐起主要作用^[19].

由于粒子模拟程序中没有考虑粒子间的碰撞效应, 所以等离子体波振幅的饱和和由电子的温度决定^[5], 电子温度越高, 饱和振幅越低, 相对论效应越弱. 图 3(b) 给出了较高的电子温度 (100eV) 时, 数值模拟得到的吸收率随入射光强的变化. 可以看出: 不同电子温度时, 相对论效应对吸收率的影响趋势是一样的, 电子温度较高时, 最小吸收率对应的入射激光振幅较大, 吸收下降部分的斜率较低. 静电场相对论效应对共振吸收的影响变弱, 与前面的分析一致.

改变激光入射角分别为 $17^\circ, 45^\circ$, 得到吸收率随光强的变化, 见图 3(c). 由于入射角为 21.6° 时对应峰值吸收, 所以入射角增大或减小都导致吸收率降低, 在临界面附件激发的电子等离子体波幅度减小, 相对论效应的影响也相应的变弱.

对反射光进行傅里叶频谱分析, 图 4(a)(b)分

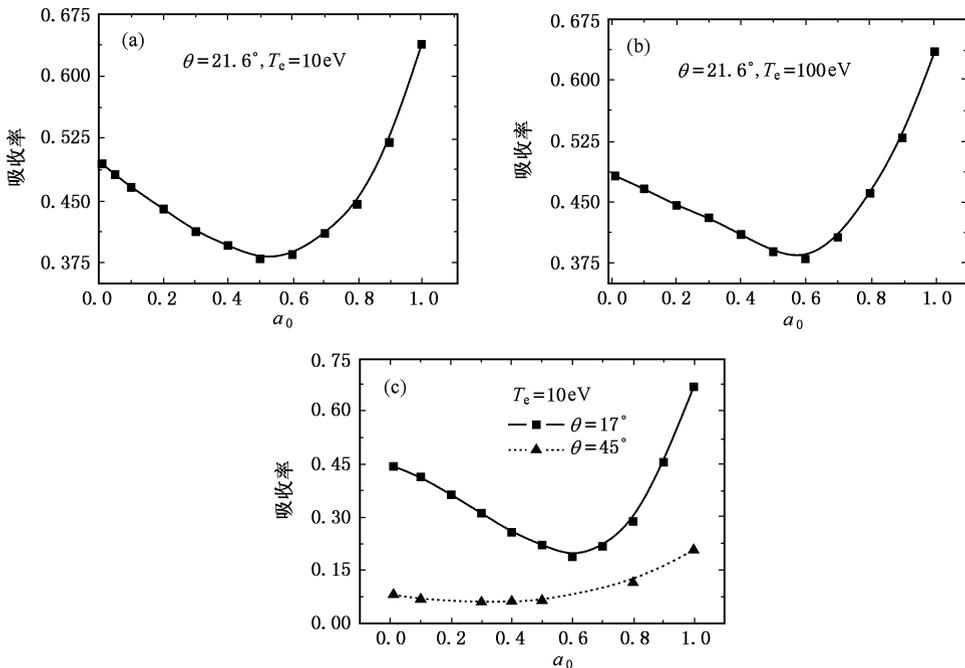


图 3 吸收率随入射光场振幅 a_0 的变化 $L = \lambda_0$ (a) $T_e = 10\text{eV}, \theta = 21.6^\circ$ (b) $T_e = 100\text{eV}, \theta = 21.6^\circ$ (c) $T_e = 10\text{eV}, \theta = 17^\circ, 45^\circ$

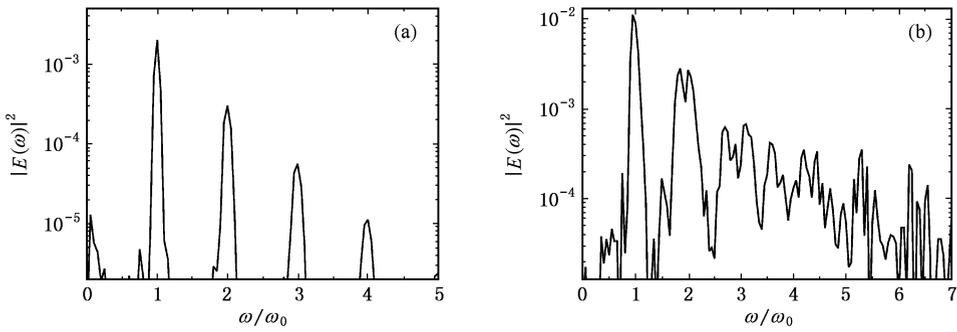


图 4 反射光的谱分布 (a)(b)分别对应 $a_0 = 0.2$ 和 0.8 , 其他参数与图 3(a)相同

别给出了 $a_0 = 0.2$ 和 0.8 时相应的反射光谱. 入射光较弱时, 反射光仅包含入射光基频的整数谐波; 当入射光较强时, 整数谐波之间出现了一些新的频率分量, 而且反射光频谱出现了分裂和展宽现象. 这是由于入射光较强时, 在不均匀等离子体中产生了参量不稳定过程(如受激拉曼散射). 而且大振幅的入射激光有质动力比较强, 激光脉冲的前沿驱动临界面向高密度区域移动, 导致反射光谱线红移, 激光脉冲后沿沿临界面又向低密度区域移动, 反射光发生谱线蓝移, 从而发生谱线分裂和展宽. 即: 随着光强的进一步增加, 参量不稳定过程逐渐得到激发.

为了进一步认识相对论效应的影响, 又分析了

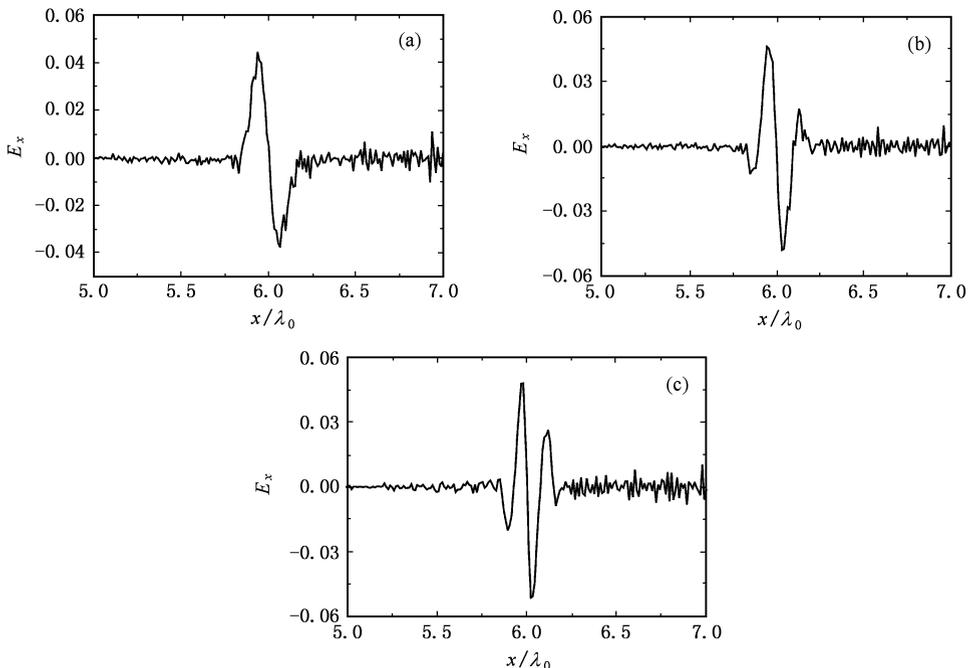


图 5 (a)(b)(c)分别对应 $t = 22, 26, 30$ 个光周期时激发的静电场 E_x 沿 x 方向的分布 $L = \lambda_0, a_0 = 0.01, \theta = 21.6^\circ, T_e = 10\text{eV}$

临界面附近产生的静电场及其演化过程. 图 5(a), (b)(c)分别给出了入射光强 $a_0 = 0.01$ (弱相对论)时, $t = 22, 26, 30$ 个光周期时激发的静电场的分布. 可以看出: 最初激发的静电场在临界面($x/\lambda_0 = 6.0$)附近呈中心对称分布. 随着时间的增加, 该静电波向两边扩散, 而且静电波的波长变短, 即相速度变小. 由于激发的静电场比较弱, 相对论效应基本不起作用. 图 6(a)(b)(c)分别给出了该入射条件下, $t = 20, 25, 30$ 个光周期时相空间的电子分布. 可以看到: 经过一段时间的电场作用, 临界面附近的电子逐渐获得沿等离子体密度负方向的动能. 图 7 给出了该激光强度下相应的电子等离子体密度以及激发的

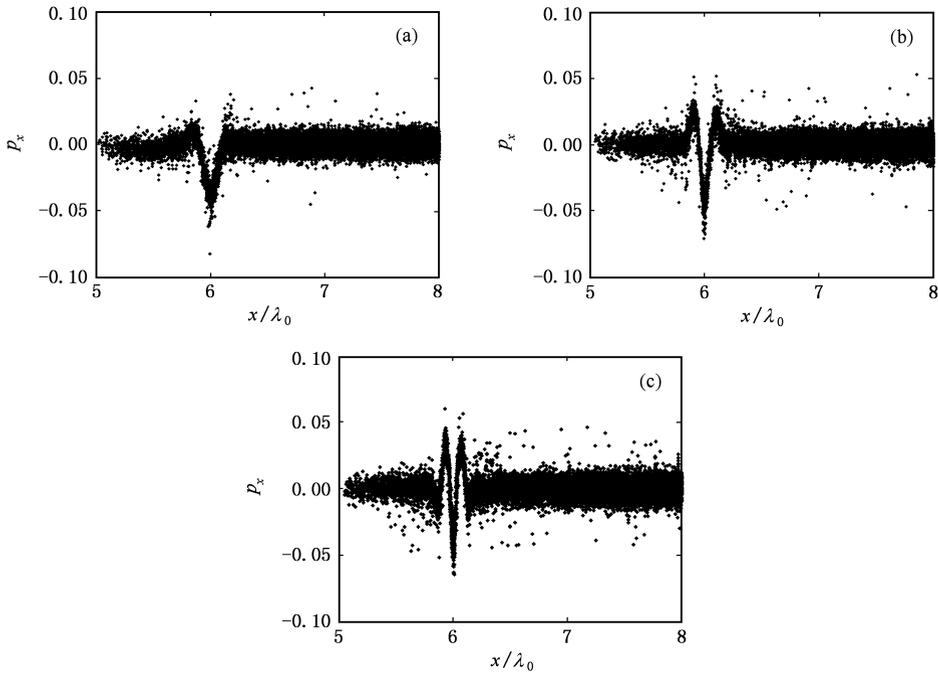


图 6 (a)(b)(c) 分别对应 $t = 20, 25, 30$ 时电子的相空间分布 $L = \lambda_0, a_0 = 0.01, \beta = 21.6^\circ, T_e = 10\text{eV}$

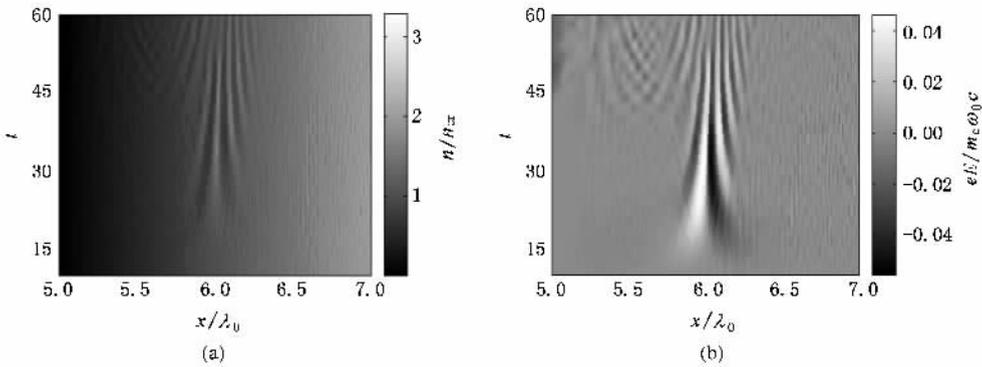


图 7 电子等离子体密度 (a) 以及激发的静电场 (b) 随时间的变化 t 以激光周期为单位, $L = \lambda_0, a_0 = 0.01, \beta = 21.6^\circ, T_0 = 10\text{eV}$

静电场的时空变化. 在入射光场的作用下, 大约从 20 个光周期开始, 电子在临界面附近堆积, 临界面左右各形成一个比较尖的密度凹陷. 此时对应的激发电场在临界面附近形成近似的对称分布. 随着时间的推移, 电子的堆积区域逐渐变窄, 在其左右形成一些小的密、疏相间的波纹状结构. 相应的激发电场的峰值逐渐向高密度区域偏移, 峰值左右也出现了小的周期结构. 时间继续推移, 电子密度又逐渐恢复到最初的平衡状态.

当入射光强度 $a_0 = 0.5$ (强相对论) 时, 得到了 $t = 18, 20, 30$ 个光周期时相应的静电场分布, 见图

8. 此时激发电场的峰值出现了右移, 但没有形成迟滞结构, 而是在临界面右端变陡, 与文献 [16] 中的结果类似. 图 8(b), 8(c) 表明, 过一段时间后, 电子等离子体波发生了波破裂, 这可以通过图 9 给出的电子的相空间分布也能看出. 图 9(b) 表明, 有一小部分电子通过波破裂获得了很高的沿等离子体密度负方向的动能, 随后波破裂逐渐扩散到低密度区. 当大量高能电子向低密度传播时, 会产生电荷分离场, 又会把部分电子向等离子体密度方向加速. 图 10 给出了该强度下相应的等离子体密度和静电场的时空分布. 大约在 $t = 15$ 个光周期附近, 电子开始在

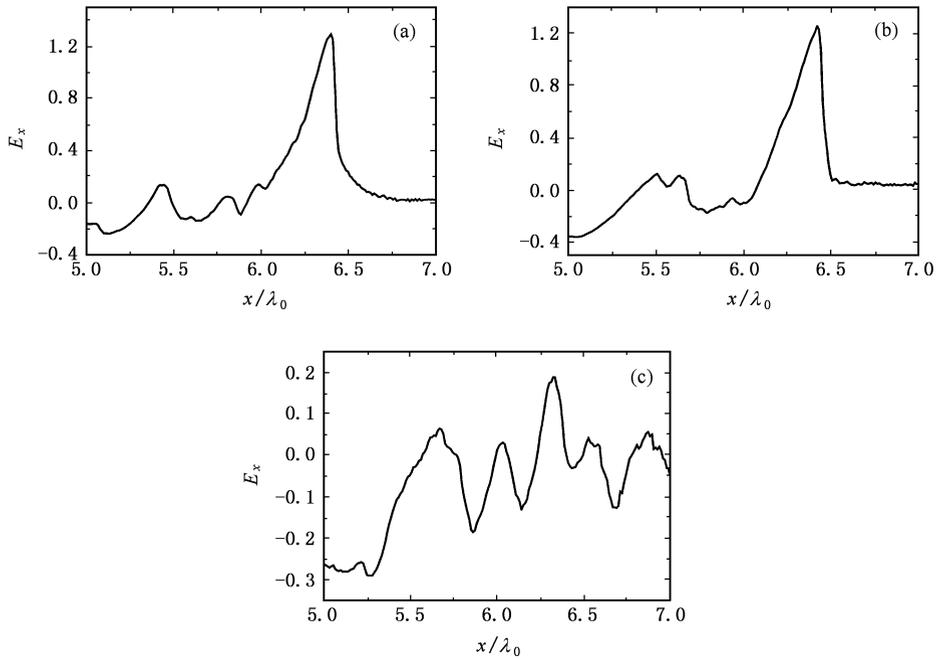


图 8 (a)(b)(c) 分别对应 $t = 18, 20, 30$ 个光周期时激发的静电场 E_x 的分布 $L = \lambda_0$, $a_0 = 0.5$, $\theta = 21.6^\circ$, $T_e = 10\text{eV}$

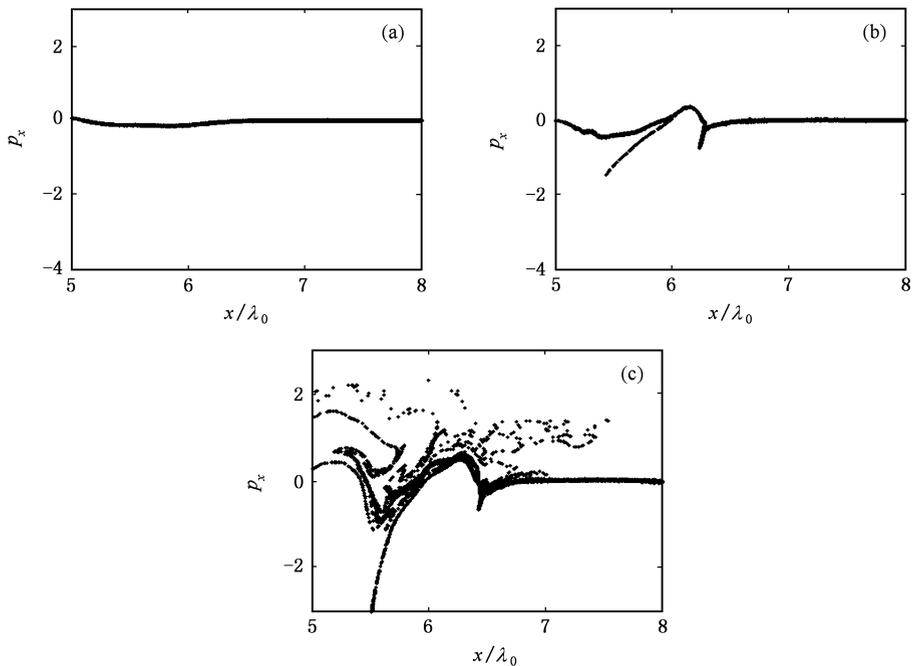


图 9 (a)(b)(c) 分别对应 $t = 10, 15, 20$ 个光周期时电子的相空间分布, 激光与等离子体参数与图 8 相同

临界面附近堆积, 形成比较陡的密度轮廓, 文献 [20] 得到类似的结果, 激发电场的峰值在临界面稍偏右. 随着时间的推移, 电子堆积面(即共振面)向高密度方向移动一段距离后又反方向移动, 随后在高密度

区形成电子的疏密结构, 静电场的峰值也会跟着做相应的运动, 形成相应的结构. 这是由于波破后甩出一部分电子, 这部分高能电子也产生电场, 最后形成多个小脉冲结构[见图 8(c)]. 局部区域的场通过

有质动力又把电子排开,最后形成电子密度的疏密结构.

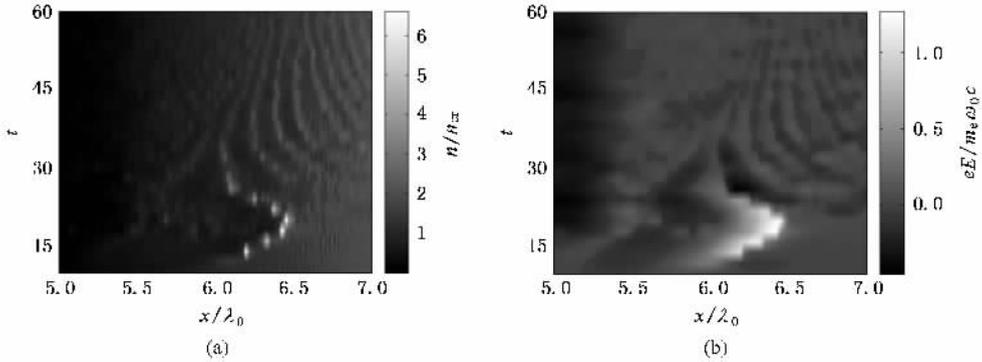


图 10 (a)(b)分别代表电子等离子体密度以及激发的静电场的分布随时间的变化,激光与等离子体参数与图 8 相同

4. 结 论

本文采用一维粒子模拟(PIC)程序,自洽地研究了相对论效应对 P 偏振激光斜入射非均匀等离子体时吸收率的影响.在弱相对论情况下,激发的静电场的相对论效应起主要作用,随着入射光场的增强,吸收系数降低,该结论与解析解是一致的^[16].入射

光较强时,入射光场和在临界面激发的静电场的相对论效应都很大,同时起作用.而且由于等离子体波的破裂、坍塌以及激光参量不稳过程的激发,导致随着入射光场的进一步增加,吸收系数反而是增加的.相同的等离子体密度标长时,取不同的激光入射角、电子初始温度,相对论效应对于吸收系数的影响的变化趋势是一样的,只不过影响程度稍有不同而已.

- [1] Krueer W L 1988 *The Physics of Laser Plasmas Interactions* (Boston: Addison-Wesley Publishing Company)
- [2] Ginzburg V L 1970 *The propagation of Electromagnetic Waves in Plasmas*, 2nd ed. (Oxford: Pergamon Press)
- [3] Denisov N G 1957 *Sov. Phys. JETP* **4** 544
- [4] Freidberg J P, Mitchell R W, Morse R L, Rudsinski L I 1972 *Phys. Rev. Lett.* **28** 795
- [5] Estabrook K G, Valeo E J, Krueer W L 1975 *Phys. Fluids* **18** 1151
- [6] Forslund D W, Mindel J M, Kenneth Lee, Lindman E L, Morse R L 1975 *Phys. Rev. A* **11** 679
- [7] Speziale T, Catto P J 1977 *Phys. Fluids* **20** 990
- [8] Ahedo E, Sanmartin J R 1987 *Plasma Phys. Control. Fusion* **29** 419
- [9] Fedosejevs R, Ottmann R, Sigel R 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1250
- [10] Kieffer J C, Audebert P, Chaker M, Matte J P, Pépin H, Johnston T W 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 760
- [11] Landen O L, Stearns D G, Campbell E M 1989 *Phys. Rev. Lett.* **63** 1475
- [12] Milchberg H M, Freeman R R 1989 *J. Opt. Soc. Am. B* **6** 1351
- [13] Driscoll C F, Fine K S 1990 *Phys. Fluids B* **2** 1359
- [14] Milchberg H M, Freeman R R 1990 *Phys. Rev. A* **41** 2211
- [15] Murnans M M, Kapteyn H C, Falcone R W 1989 *Phys. Rev. Lett.* **62** 155
- [16] Drake J F, Lee Y C, Nishikawa K, Tsintsadze N L 1976 *Phys. Rev. Lett.* **36** 196
- [17] Drake J F, Lee Y C 1976 *Phys. Fluids* **19** 1772
- [18] Ma J X, Sheng Z M, Xu Z Z 1991 *Phys. Fluids B* **3** 3524
- [19] Sheng Z M, Xu Z Z, Zhang W Q 1995 *Phys. Lett. A* **202** 215
- [20] Sheng Z M, Sentoku Y, Mima K *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5340
- [21] Sheng Z M 1993 *Doctor's Thesis of Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences* (in Chinese)[盛政明 1993 上海光学精密机械研究所博士论文]
- [22] Sheng Z M, Mima K, Sentoku Y, Nishihara K 2000 *Phys. Rev. E* **61** 4362
- [23] Xu Z Z, Yu W 1983 *Acta Phys. Sin.* **32** 1383 (in Chinese)[徐至展、余 玮 1983 物理学报 **32** 1383]

Relativistic effects on resonance absorption in laser-plasma interaction *

Xu Hui Sheng Zheng-Ming[†] Zhang Jie

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

(Received 30 November 2005 ; revised manuscript received 8 February 2006)

Abstract

The relativistic effects on resonance absorption , occurring when a high intensity p-polarized laser pulse is incident obliquely onto inhomogeneous plasma , are discussed by use of one-dimensional particle-in-cell simulation. It is found that the absorption rate decreases with the increase of the amplitude of the incident pulse until the laser intensity reaches about $3.4 \times 10^{17} \text{ W/cm}^2$. This is mainly owing to the relativistic effect of the electrostatic field driven near the critical surface. At high light intensities , because of the relativistic effect of the laser pulse itself in plasma the plasma wave breaking , and the excitation of the parameter instabilities , the absorption begins to increase with the light intensity. For a given scale-length , similar intensity-dependence of the absorption is found for different incident angles and different initial electron temperatures.

Keywords : laser plasma , relativistic effect , resonance absorption , particle-in-cell (PIC) simulation

PACC : 5250J , 5240D , 5225P

* Project supported by National Natural Science Foundation of China (Grand Nos. 10335020 , 10476033) , National Natural Science Funds for Distinguished Young Scholar (Grand No. 10425416) , the National High Technology Inertial Confinement Fusion Foundation of China , and by the Knowledge Innovation Program of Chinese Academy of Sciences.

[†] Corresponding author. E-mail : zmsheng@aphy.iphy.ac.cn