

在相对论性激光-等离子体系统中初始物理参数 对激光脉冲的影响*

晋兴雨^{1)†} 邱锡钧¹⁾ 朱志远²⁾

1) 上海大学理学院物理系, 上海 200444)

2) 中国科学院上海原子核研究所, 上海 201800)

(2005 年 10 月 12 日收到 2006 年 1 月 9 日收到修改稿)

基于相对论性激光-等离子体动力学理论, 研究了相对论性激光-等离子体系统中圆偏振入射脉冲激光和等离子体相互作用对激光脉冲宽度的影响. 具体分析了在不同初始物理参数下脉冲激光的脉冲宽度在等离子体传播过程中的变化情况, 重点分析了激光脉冲在等离子体中压缩. 计算结果表明增加入射激光的强度和入射脉冲宽度以及减小等离子体的初始密度, 能够有效地实现脉冲宽度在等离子体中压缩; 当激光脉冲的初始参数 $a_0 = 0.12$ 和 $\tau = 70$ 以及等离子体密度 $n_0 = 0.3$ 时, 脉冲宽度相对压缩 T/τ 接近于 $1/10$, 从而给出了激光压缩的理论优化参数.

关键词: 相对论性激光-等离子体, 激光脉冲宽度, 等离子体密度, 自压缩

PACC: 5240, 5235, 5260

1. 引 言

激光技术的发展, 特别是 CPA 技术^[1, 2]的应用, 产生了飞秒量级的激光脉冲, 不断地开辟物理学的新领域, 同时也导致了相对论性的脉冲激光与等离子体相互作用研究领域的不断发展. 在这一领域, 由于激光脉冲的幅值很大, 以致于脉冲激光场的磁场作用可以和电场的作用相比拟, 所以激光脉冲强度的增加, 磁场在电子加速中的作用变得越来越重要^[3]. 在电场和磁场的共同作用下, 等离子体中的电子以相对论性的速度振荡, 产生很强的电磁辐射, 这属于相对论性非线性光学的范畴. 这一领域的研究的不断深入, 带来很多重要的应用, 例如快离子^[4, 5]、硬 X 光^[6-9]、相对论性电子^[10-14]的产生和激光惯性约束快点火^[15-17]等.

另外激光与等离子体相互作用可以产生自聚焦^[18-21]和自穿透效应^[22, 23]. 对于相对论性自聚焦和自穿透效应, 人们进行了大量的研究^[18-24], 这为利用这一非线性现象提供了理论和实验基础. 随着技术和理论的进一步的发展, 人们希望突破 CPA 技术的压缩极限, 进一步压缩激光脉冲的宽度. 最近一些研究小组提出两束反向或者同向传输的脉冲激光对等离子体进行散射来压缩激光脉冲^[25-27]. 另

外, Shorokhov, Pukhov 和 Kostyukov^[28]提出利用单束弱脉冲激光在等离子体中压缩的理论方案, 得到较好的物理结果, 但是他们并未考虑脉冲激光与等离子体相互作用中引起的电荷分布对脉冲宽度压缩的重要影响.

激光在等离子体中脉冲的变化, 是激光强度引起的非线性效应和等离子体的群速度色散效应互相竞争的结果. 非线性效应将使得脉冲波形变窄, 而群速度色散效应将使得脉冲波形变宽^[29]. 在脉冲激光作用下, 等离子体的折射率与激光脉冲强度成正比. 由于激光脉冲的强度分布不同, 导致不同位置存在相位差, 形成非线性频移, 即自相位调制, 压缩激光脉冲, 而等离子体群速度色散导致脉冲波包出现红移和蓝移, 增大脉冲宽度. 可见, 激光入射脉宽和入射强度以及等离子体内部电子的密度分布共同影响激光脉冲的变化, 所以研究这些物理参量对激光脉冲在等离子体中的变化是有意义的.

2. 脉冲激光与等离子体中电子相互作用的相对论性动力学理论

我们选择圆偏振光的矢势

$$A(z, t) = \frac{1}{2} A(z, t) (\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)$$

* 中国科学院知识创新工程重要方向(批准号: KJ951-A1-01)资助的课题.

† E-mail: jinxy519@yahoo.com.cn

$$\times \exp(-i\omega t + ikz) + c.c., \quad (1)$$

其中 ω 是激光的角频率, k 是激光的波矢, 激光角频率和波矢满足的关系为 $c^2 k^2 = \omega^2 - \omega_p^2$, c 是光速, $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 n_0 / m_e}$ 是等离子体集体振动频率, n_0 是等离子体背景密度, e 是电子电量, m_e 电子的静止质量, $A(z, t)$ 是激光波包, 沿 z 方向一般是慢变的, 其群速度 $v_g = c^2 k / \omega$.

在冷流体近似下, 质量较大的离子可以认为是不动的. 在库仑规范下, 根据 Maxwell 方程, 脉冲激光与等离子体中的电子的相对论性相互作用方程为

$$\frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} = \frac{\partial}{\partial t} \nabla \phi + n_e \mathbf{u}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} = n_e - n_0, \quad (3)$$

$$\gamma \mathbf{u} = \mathbf{a} + \nabla \phi, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \phi - \gamma + 1. \quad (5)$$

上式中, $\mathbf{a} = e\mathbf{A}/m_e c^2$ 和 $\phi = e\Phi/m_e c^2$, Φ 是激光-等离子体系统的标势, $\gamma = (1 - u^2/c^2)^{1/2}$ 是电子的相对论性洛伦兹因子, n_e 和 n_0 分别是用临界密度 $n_c = m_e \omega^2 / 4\pi e^2$ 归一化的等离子体中电子的密度分布函数和等离子体背景密度; 在(2)-(5)式中, t, z 和 k 等变量均是无量纲变量, 即 t 代表 ωt , z 代表 $z\omega/c$, k 代表 $k\omega/c$. (4) 和(5)式根据电磁场的洛伦兹方程推得, 为了描述无旋动量部分, 引进标量 $\phi^{[30]}$.

为了简化, 我们选择激光脉冲的有质动力和等离子体的电荷分布形成的静电势相互平衡时的静电状态^[23], 即

$$\frac{\partial \gamma}{\partial z} = \frac{\partial \phi}{\partial z}, \quad (6)$$

其中 $\gamma = \sqrt{1 + |a|^2}$.

将(1)(5)和(6)式联立, 代入(2)式中, 可以得到

$$\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} - \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + 2i \left(\nu_g \frac{\partial a}{\partial z} + \frac{\partial a}{\partial t} \right) = \left[-n_0 + \frac{n_e}{\gamma} \right] a, \quad (7)$$

式中 $n_0 = 1 - \nu_g^2$, ν_g 是无量纲群速度, 它代表 ν_g/c , n_e 是指电子的密度分布. 把(6)式代入(3)式中, 电子的密度分布可以写成

$$n_e = n_0 + \frac{1}{2} (1 + |a|^2)^{-1/2} \frac{\partial^2 |a|^2}{\partial z^2} - \frac{1}{4} (1 + |a|^2)^{-3/2} \left(\frac{\partial |a|^2}{\partial z} \right)^2. \quad (8)$$

把密度分布(8)式代入(7)式, 引进新的无量纲

变量 z 和 $\xi = z/\nu_g - t$, 根据激光脉冲在传播方向上的慢变近似, 可取 $\frac{\partial^2 a}{\partial z \partial \xi} \sim 0$, $\frac{\partial^2 a}{\partial z^2} \sim 0$, $\frac{\partial^2 |a|^2}{\partial z \partial \xi} \sim 0$, $\frac{\partial^2 |a|^2}{\partial z^2} \sim 0$. 我们得到

$$2i \frac{\nu_g^3}{n_0} \frac{\partial a}{\partial z} = -\frac{\partial^2 a}{\partial \xi^2} + \frac{\nu_g^2}{n_0} \left[\left(\frac{1}{\sqrt{1 + |a|^2}} - 1 \right) n_0 - \frac{1}{4(1 + |a|^2)} \left(\frac{\partial |a|^2}{\partial z} + \frac{1}{\nu_g} \frac{\partial |a|^2}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{1}{2\nu_g^2 (1 + |a|^2)} \frac{\partial^2 |a|^2}{\partial \xi^2} \right] a, \quad (9)$$

相应地, 密度分布为

$$n_e = n_0 + \frac{1}{2\nu_g^2} (1 + |a|^2)^{-1/2} \frac{\partial^2 |a|^2}{\partial \xi^2} - \frac{1}{4} (1 + |a|^2)^{-3/2} \left(\frac{\partial |a|^2}{\partial z} + \frac{1}{\nu_g} \frac{\partial |a|^2}{\partial \xi} \right)^2, \quad (10)$$

选择激光脉冲解的形式^[28]

$$a(z, \xi) = a_0 \sqrt{\frac{\tau}{T}} \exp \left(-\frac{\xi^2}{T^2} - \frac{i\nu_g^3 \xi^2}{2n_0 T} \frac{dT}{dz} \right), \quad (11)$$

式中 $T = T(z)$ 表示脉冲宽度, $T(0) = \tau$ 表示入射激光脉冲的初始脉宽, 而 a_0 是入射脉冲激光矢势振幅.

(9)式与 a^* 的乘积减去(9)式的复共轭与 a 的乘积, 并对 ξ 进行积分, 考虑到有限激光脉冲近似, 即 $a(\xi = \pm \infty) = 0$, 可以得到

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} |a|^2 d\xi = 0, \quad (12)$$

运算发现(11)式满足(12)式.

(9)式与 $\partial a^* / \partial z$ 的乘积加上(9)式的复共轭与 $\partial a / \partial z$ 的乘积, 并对 ξ 进行积分, 可以得到

$$\frac{\partial}{\partial z} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\left| \frac{\partial a}{\partial \xi} \right|^2 + F(|a|^2) \right] d\xi = 0, \quad (13)$$

其中

$$F(|a|^2) = \frac{\nu_g^2}{n_0} \left[n_0 (2\sqrt{1 + |a|^2} - |a|^2 - 2) + \frac{1}{4\nu_g^2 (1 + |a|^2)} \left(\frac{\partial |a|^2}{\partial \xi} \right)^2 + \frac{1}{2\nu_g (1 + |a|^2)} \frac{\partial |a|^2}{\partial \xi} \frac{\partial |a|^2}{\partial z} + \frac{1}{4(1 + |a|^2)} \left(\frac{\partial |a|^2}{\partial z} \right)^2 + \frac{1}{2\nu_g^2} \ln(1 + |a|^2) \frac{\partial^2 |a|^2}{\partial \xi^2} \right].$$

在此为了简化计算,我们考虑弱相对论性圆偏

振激光脉冲, $|a|^2 \ll 1$, $\gamma \approx 1 + \frac{|a|^2}{4}$ 则

$$F(|a|^2) = -\frac{\nu_g^2}{4}|a|^4 + \frac{1}{4n_0} \left(\frac{\partial |a|^2}{\partial \xi} \right)^2 (1 - |a|^2) + \frac{\nu_g}{2n_0} \frac{\partial |a|^2}{\partial \xi} \frac{\partial |a|^2}{\partial z} (1 - |a|^2)$$

$$+ \frac{\nu_g^2}{4n_0} \left(\frac{\partial |a|^2}{\partial z} \right)^2 (1 - |a|^2) + \frac{1}{2n_0} |a|^2 \frac{\partial^2 |a|^2}{\partial \xi^2}, \quad (14)$$

把(14)式代入(13)式,利用初始条件 $\left. \frac{dT}{dz} \right|_{z=0} = 0$, 可得激光脉冲宽度的演化方程

$$\left(\frac{dT}{dz} \right)^2 = \left\{ 4 \left[-8\sqrt{3}a_0^4\tau^4 + 18\sqrt{2}a_0^2n_0\tau^3T - 72n_0^2\tau^2T^2 + 9\sqrt{2}a_0^2n_0\tau(n_0\tau^2 - n_0^2\tau^2)T^3 \right. \right. \\ \left. \left. + (8\sqrt{3}a_0^4 + 72n_0^2 - 18\sqrt{2}a_0^2n_0 - 9\sqrt{2}a_0^2n_0^2\tau^2 + 9\sqrt{2}a_0^2n_0^3\tau^2)T^4 \right] \right\} / \\ (n_0 - 1)\tau^2 [16\sqrt{3}a_0^4n_0\tau^2 - 27\sqrt{2}a_0n_0\tau T - 7(n_0 - 1)^2T^4], \quad (15)$$

3. 脉冲激光和等离子体的初始参数对激光脉冲宽度的影响

根据第二节的理论分析我们可以看出,在脉冲激光与等离子体相互作用过程中,脉冲激光的入射强度和初始脉宽以及等离子体的初始电子密度都对脉冲宽度的变化有着重要影响.在本节,我们将利用(15)式,在不同的初始参数条件下计算得出激光脉宽 T 和 z 的函数关系.

在 $a_0 = 0.12$, $n_0 = 0.3$ 的情况下,当入射脉冲宽度 τ 不同时,计算所得对 T 与 z 的函数关系由图 1 表示.图 1(a)表示在不同的脉冲宽度入射时对应的激光脉冲宽度的压缩,图 1(b)表示在不同的脉冲宽

度入射时对应的激光脉冲宽度的发散.从图 1 中我们可以看出,对于弱相对论性入射脉冲激光,随着入射激光脉宽的增大,激光脉冲在等离子体内部的压缩程度逐渐增强.这是因为随着激光脉冲宽度的增大,等离子体对激光脉冲的群速度色散效应逐渐减弱,导致系统的非线性现象占优势,实现脉冲由发散到压缩的转变.

等离子体的初始电子密度对激光脉冲的影响如图 2 所示.在 $a_0 = 0.12$, $\tau = 40$ 保持不变的情况下,对于等离子体不同的初始电子密度 $n_0 = 0.6$, $n_0 = 0.4$ 和 $n_0 = 0.3$ 激光脉冲由发散逐渐被变成压缩.由图 2 可以看出,对于弱相对论性激光脉冲,等离子体中电子的初始密度越低,激光脉冲在等离子体内的压缩效果越好,相应地,激光通过的路程 z 越大.

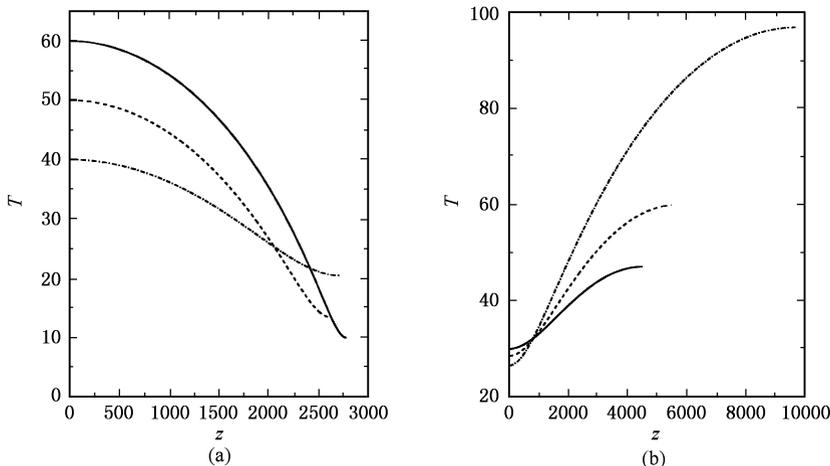


图 1 在 $a_0 = 0.12$, $n_0 = 0.3$ 情况下,对于不同的入射脉冲宽度, T 与 z 的函数关系. (a) 表示不同的入射脉冲宽度对应的脉冲压缩,实线、虚线和点划线分别代表 $\tau = 60$, $\tau = 50$ 和 $\tau = 40$; (b) 表示不同的入射脉冲宽度对应的脉冲发散,实线、虚线和点划线分别代表 $\tau = 30$, $\tau = 28.5$ 和 $\tau = 26.5$.

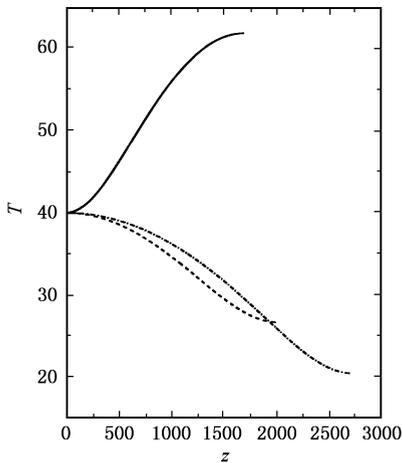


图2 在 $a_0 = 0.12$, $\tau = 40$ 的情况下,对于不同的等离子体初始密度, T 与 z 的函数关系. 实线、虚线和点划线对应等离子体的初始电子密度分别为 $n_0 = 0.6$, $n_0 = 0.4$ 和 $n_0 = 0.3$.

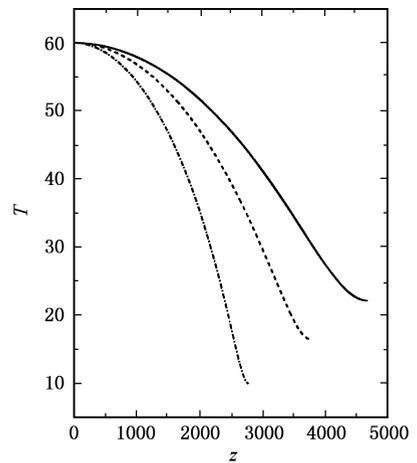


图3 在 $n_0 = 0.3$, $\tau = 60$ 的情况下,对于不同的入射激光脉冲强度, T 与 z 的函数关系. 实线、虚线和点划线分别对应入射脉冲激光的矢势强度分别为 $a_0 = 0.09$, $a_0 = 0.1$ 和 $a_0 = 0.12$.

由于密度的减小,等离子体群速度色散效应减弱,实现激光脉冲的压缩. 这也是一些理论研究建议实验上使用密度较低的介质以实现脉冲压缩的一个重要原因^[27]. 但是等离子体密度不能太低,如果等离子体的密度小于临界密度的 $1/4$ 时,拉曼散射会激发系统的不稳定性.

同样,入射激光脉冲的强度是引起系统非线性效应的重要因素,对实现激光脉冲的压缩有着重要的意义. 图3所示,在 $n_0 = 0.3$, $\tau = 60$ 的情况下,不同的入射脉冲的强度对脉冲宽度 T 和 z 的函数关系的影响. 从图3可以看出,对于不同的入射脉冲激光强度的变化,在等离子体中激光脉冲的反应非常灵敏. 对于弱相对论性脉冲激光,随着入射脉冲激光强度的增大,压缩过程变得越短,激光脉冲宽度变得越小.

通过上面的分析可见,激光脉冲与等离子体的相互作用是高度非线性的,初始参数的选择对激光脉冲有着重要的影响. 为了得到高效压缩的激光脉冲,通过上面的分析发现,对于弱相对论性脉冲激光,选择稀疏等离子体和入射强度与脉冲宽度较大的脉冲激光,会得到有效的压缩激光脉冲.

如下图4表示,激光脉冲初始值 $a_0 = 0.12$, $\tau = 70$ 和等离子体的初始密度 $n_0 = 0.3$ 的激光脉冲在等离子体内部的压缩情况. 我们可以看到,随着时间的增加,压缩效果变得越来越明显. 以初始宽度为 $\tau = 70$ 的脉冲激光入射,在 $t = 3520$ 时,得到的激光脉冲宽度接近原来的 $1/10$.

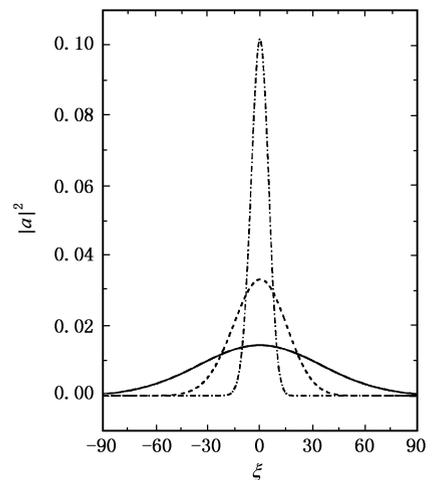


图4 脉冲的压缩. 对于不同的时间,激光强度与 $|a|^2$ 和 ξ 的函数关系,实线、虚线和点划线分别对应于 $t = 0$, $t = 3000$ 和 $t = 3520$. 激光脉冲初始值 $a_0 = 0.12$, $\tau = 70$; 等离子体的初始密度 $n_0 = 0.3$.

4. 结论和讨论

基于相对论性激光-等离子体动力学理论研究分析了激光脉冲在相对论性等离子体中的变化. 在相对论性激光-等离子体系统中,脉冲激光不但能够作用于等离子体,而且脉冲激光引起的等离子体内部的电荷分布同样会影响激光脉冲,最终引起激光脉冲的发散和压缩. 我们首先运用相对论性动力学理论给出了激光场在等离子体中传播时随 z 和 ξ 的

变化规律,如(7)–(13)式所示.在此基础上并在弱相对论性近似下,即 $|a|^2 \ll 1$,给出了激光脉宽 T 随 z 变化的解析表达式(15),该式含有系统的初始物理参数 a_0 , τ 和 n_0 .数值计算结果表明,随着入射脉冲激光强度 a_0^2 的增大和入射脉冲宽度 τ 的增加以及等离子体初始电子密度 n_0 的减小,激光脉冲在等离

子体内的压缩程度越强,发散程度越弱.当激光脉冲的初始参数 $a_0 = 0.12$ 和 $\tau = 70$ 以及等离子体背景密度 $n_0 = 0.3$ 时,相对压缩 T/τ 接近于 $1/10$.根据以上理论和数值分析我们得到了激光脉冲压缩的优化参数.

- [1] Perry M D , Mourou G 1994 *Science* **264** 917
- [2] Mourou G A , Barty C P J , Perry M D 1998 *Phys. Today* **51** 22
- [3] Umstadter D 2003 *Journal of Physics D* **36** R151
- [4] Sarkisov G S , Bychenkov V Yu , Novikov V N , Tikhonchuk V T 1999 *Phys. Rev. E* **59** 7042
- [5] Hegelich M , Karsch S , Pretzler G *et al* 2002 *Phys. Rev. Lett.* **89** 085002
- [6] Kodama R , Tanaka K A , Sentoku Y *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **84** 674
- [7] Suckewer S , Glinsky C H 1995 *Comments At. Mol. Phys.* **30** 331
- [8] Lemoff B E , Yin G Y , Gordon III C L *et al* 1995 *Phys. Rev. Lett.* **74** 1574
- [9] Norreys P A , Santala M , Clark E *et al* 1999 *Phys. Plasmas* **6** 2150
- [10] Umstadter D 2001 *Phys. Plasmas* **8** 1774
- [11] Ma J Y , Qiu X J , Zhu Z Y , 2003 *Chin. Phys. Lett.* **20** 1306
- [12] Ma J Y , Qiu X J , Zhu Z Y , 2004 *Chin. Phys.* **13** 373
- [13] An W K , Qiu X J , Shi C H , Zhu Z Y 2005 *Chin. Phys. Lett.* **22** 1176
- [14] He F , Yu W , Lu P X , Yuan X , Liu J R 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 165 (in Chinese) [何 峰、余 玮、陆培祥、袁 孝、刘晶儒 2004 物理学报 **53** 165]
- [15] Kodama R 2002 *Nature* **418** 933
- [16] Bailey J E , Chandler G A , Slutz S A *et al* 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 085002
- [17] Shen B F , Zhang X M , Yu M Y 2005 *Phys. Rev. E* **71** 015401
- [18] Jha P , Wadhvani N , Upadhyaya A K , Raj G 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3259
- [19] Sprangle P , Hafizi B , Serafim P 1999 *Phys. Rev. Lett.* **82** 1173
- [20] Salih H A , Shama R P , Refat M 2004 *Phys. Plasmas* **11** 3186
- [21] Zhang J T , Liu S F , Hu B L 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 1668 (in Chinese) [张家泰、刘松芬、胡北来 2003 物理学报 **52** 1668]
- [22] Kumarappan V , Kim K Y , Milchberg H M 2005 *Phys. Rev. Lett.* **94** 205004
- [23] Shen B F , Yu M Y 2003 *Phys. Rev. E* **68** 026501
- [24] Mori W M 1997 *IEEE J. Quantum Electron* **33** 1942
- [25] Bulanov S A , Esirkepov T , Tajima T 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 085001
- [26] Kaplan A E 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 1243
- [27] Kien F L , Hakuta K , Sokolov A V 2002 *Phys. Rev. A* **66** 023813
- [28] Shorokhov O , Pukhov A , Kostyukov I 2003 *Phys. Rev. Lett.* **91** 265002
- [29] Brabec T , Krausz F 2000 *Rev. Mod. Phys.* **72** 545
- [30] Barr H C , Mason P , Parr D M 2000 *Phys. Plasmas* **7** 2604

The influence of initial physical parameters on laser pulse in the relativistic laser-plasma system^{*}

Jin Xing-Yu^{1)†} Qiu Xi-Jun¹⁾ Zhu Zhi-yuan²⁾

¹ *Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444, China*

² *Shanghai Institute of Nuclear Research, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800, China*

(Received 12 October 2005; revised manuscript received 9 January 2006)

Abstract

The present paper studies the influence of the interaction of incident pulsed laser and cold plasmas on the laser pulse in the relativistic laser-plasma system, taking the electron density fluctuation into account. For different initial parameters, the change of the laser-pulse width is analyzed in detail. The self-compression of the laser pulse is particularly discussed. Numerical calculation demonstrates that the pulse self-compression can be effectively achieved with the increase of the intensity and width of the laser pulse and the decrease of background plasma density. For initial laser-pulse parameters $a_0 = 0.12$ and $\tau = 70$ and plasma density $n_0 = 0.3$, the ratio of compressed laser pulse to initial one is near to 1/10. And hence optimized theoretical parameters for the self-compression of the laser pulse are given.

Keywords : relativistic laser-plasma system, laser-pulse width, plasma density, self-compression

PACC : 5240, 5235, 5260

^{*} Project supported by Funds of the Chinese Academy of Sciences for Key Topics in Innovation Engineering (Grant No. KJCX2-SW-No2)

[†] E-mail : jinxy519@yahoo.com.cn