

尾波场与相对论效应对激光脉冲自相位调制 及频移影响的比较研究*

吴国华¹⁾ 郭 弘^{2)†} 刘明伟^{1)§} 邓冬梅¹⁾ 刘时雄¹⁾

¹⁾ 华南师范大学传输光学实验室, 广州 510631)

²⁾ 北京大学信息科学技术学院量子信息与测量教育部重点实验室, 北京 100871)

³⁾ 湖南科技大学物理学院, 湘潭 411201)

(2004 年 8 月 2 日收到, 2004 年 11 月 18 日收到修改稿)

对共振和非共振情形下尾波场效应与相对论效应对强激光脉冲在稀薄等离子体中传输的影响作了详细比较. 尾波场效应导致脉冲自相位调制的不对称性, 其大小与初始脉冲形状和脉宽大小有关. 在长脉冲极限下, 尾波场效应远小于相对论效应, 从而可以忽略; 在短脉冲极限下, 尾波场效应可以抵消相对论效应. 在共振情况下, 尾波场效应导致脉冲内大部分光子减速.

关键词: 脉冲传输, 等离子体, 相对论效应, 尾波场效应, 自相位调制

PACC: 5225, 5260, 5230

1. 引 言

激光技术的迅速发展, 尤其是十几年前啁啾脉冲放大(CPA, chirped pulse amplification)技术的发明, 导致出现了高强度的激光器, 例如激光聚焦光强可以超过 10^{18} W/cm². 在这样高强度激光辐射下, 电子横向振荡速度可以接近真空中的光速, 由于相对论效应, 这将引起电子质量的增加, 因此人们把这样高的光强称为相对论光强. 相对论光强激光存在有许多重要的应用, 如激光电子加速^[1-3]、激光聚变快点火机理^[4,5]以及激光脉冲自压缩等^[6-9]. 在这些应用中, 必须弄清楚等离子体介质调制激光场的各种物理机理.

激光在各向同性等离子体中传输满足色散关系 $k^2 c^2 = \omega^2 - \omega_{pe}^2$, 其中 k 是激光波数, ω 是激光频率, c 是真空光速, $\omega_{pe} = \sqrt{4\pi n_e e^2 / m_e}$ 是等离子体振荡频率, e 是电子电荷, n_e 是等离子体电子密度, m_e 是电子质量. 则相应的折射率为 $\eta = \sqrt{1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2}$. 可见, 在相对论光强激光作用下, 等离子体对激光场的非线性调制主要通过两种机理: 一是在激光电场作用下电子沿横向(垂直于激光传输方向)快速振荡,

使电子质量相对论性地增加($m_e = \gamma m_0$, 其中 γ 是相对论因子, m_0 是电子静止质量), 引起激光相对论性自相位调制(或自聚焦)^[2,10-13]; 二是由于激光场有质动力作用, 产生电子密度扰动, 形成电子等离子体波(即尾波场, wakefield)^[2,6-9,13,14]. 该密度扰动可以分为横向和纵向两部分: 横向部分使电子沿横向排开, 可以形成尺度只有几个激光波长的等离子体密度通道, 即通常的有质动力自通道效应. 这种自通道效应既能加剧原来激光的自聚焦(有质动力自聚焦效应), 也能用来导引其他激光(预等离子体通道导引效应). 在准静态近似下, 沿横向推开的电子密度扰动可以解析地表达为光强的函数^[1]; 电子密度扰动的纵向部分与激光脉冲的时间包络有关, 它总是形成与时间有关的密度振荡. 目前, 人们对相对论效应和有质动力自通道效应对激光传输的影响从解析理论和数值模拟上都进行了比较广泛的研究^[2], 然而, 对于纵向电子密度扰动对脉冲传输的影响(尾波场效应)基本上是从数值模拟上对共振脉冲进行研究^[2,9,15].

本文将利用一维传输模型, 从解析理论上比较共振与非共振情况下尾波场效应与相对论效应对激光脉冲在稀薄等离子体中传输时自相位调制和非线性频移的影响, 并进行相应的数值分析.

* 国家自然科学基金重点项目(批准号 69789801)和国家 863 高技术惯性约束聚变主题资助的课题.

† E-mail: hongguo@pku.edu.cn

2. 激光传输方程及其分析

为简单起见,考虑弱相对论强激光脉冲(归一化矢势 $|a|^2 \ll 1$) 在完全电离的均匀稀薄冷等离子体中的传输.从单(电子)流体方程和 Maxwell 方程组出发,在 Coulomb 规范下($\nabla \cdot \mathbf{a} = 0$),保留至 $|a|^3$,可得激光场的一维传输方程^[1,2,12]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right) \mathbf{a} = \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(1 + \frac{\delta n}{n_0} - \frac{|a|^2}{2}\right) \mathbf{a}, \quad (1)$$

其中 $\omega_p = (4\pi n_0 e^2 / m_0)^{1/2}$ 是初始(未加激光场)等离子体频率, n_0 是初始等离子体电子密度, δn 是与纵向尾波场有关的电子密度扰动,并满足方程^[1,2,12]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2\right) \frac{\delta n}{n_0} = c^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2} \frac{|a|^2}{2}. \quad (2)$$

则任一时刻的等离子体电子密度为 $n_e = n_0 + \delta n$. 耦合方程组(1)和(2)自治地描述了强激光脉冲在等离子体中的一维传输.方程(1)右边的第一项是等离子体介质对激光场的线性响应,第二项是尾波场效应,第三项是相对论性非线性效应.从方程(2)可以看出尾波场效应对激光场的影响也是非线性的.

考虑圆偏振激光,激光场归一化矢势可以写为如下形式:

$$\mathbf{a}(z, t) = \frac{1}{2} \mathbf{a}(z, t) (\hat{x} + i\hat{y}) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} + c.c., \quad (3)$$

其中 $\mathbf{a}(z, t)$ 是激光场矢势的复数包络, $k_0 = \eta_L \omega_0 / c$ 是激光场的中心波数, ω_0 是激光场的中心频率, $\eta_L = \sqrt{1 - \omega_p^2 / \omega_0^2}$ 是等离子体线性折射率, \hat{x}, \hat{y} 是激光场偏振方向的单位矢量, c.c. 表示复共轭. 则 $|a|^2 = |a|^2$, 线性群速度 $v_g = \eta_L c$. 引入移动坐标系 ($\zeta = z, \tau = t - z/v_g$), 将方程(3)代入方程(1), 得到激光传输的一维矢势包络方程

$$\left[2ik_0 \frac{\partial}{\partial \zeta} - \frac{2}{v_g} \frac{\partial^2}{\partial \tau \partial \zeta} + \frac{\sigma^2}{v_g^2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{\partial^2}{\partial \zeta^2}\right] \mathbf{a} = \frac{\omega_p^2}{c^2} \left(\frac{\delta n}{n_0} - \frac{|a|^2}{2}\right) \mathbf{a}, \quad (4)$$

其中参数 $\sigma = \omega_p / \omega_0 = \sqrt{n_0 / n_c}$, n_c 是等离子体临界密度, 对于稀薄等离子体 $n_0 / n_c \ll 1$.

同时,在移动坐标系下,一维等离子体密度扰动方程可以写为

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \omega_p^2\right) \frac{\delta n}{n_0} \approx \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \frac{|a|^2}{2}. \quad (5)$$

从方程(5)可以看出,纵向电子密度扰动与激光场的时间包络有关.在短激光脉冲(脉冲长度与等离子体波长比较)极限下, $\omega_p \tau_0 \ll 1$ (τ_0 是激光的初始脉冲宽度),可得关系式 $\Delta n / n_0 \approx |a|^2 / 2$, 则相对论效应与纵向等离子体尾波场效应可以相互抵消,即 Raman 与调制不稳定性可以相互消除^[21];而在长激光脉冲极限下, $\omega_p \tau_0 \gg 1$, 纵向等离子体电子密度扰动 $\delta n / n_0$ 满足数量级关系 $\delta n / n_0 \sim (1 / \omega_p \tau_0) |a|^2$, 与相对论效应($\sim |a|^2$)相比较,纵向等离子体尾波场效应对激光传输的影响可以忽略^[21]. 同时方程(5)存在通解^[11]:

$$\frac{\delta n}{n_0} = \frac{1}{2\epsilon} \int_{-\infty}^{\tau} d\tau' \sin[\epsilon(\tau - \tau')] \frac{\partial^2}{\partial \tau'^2} |a|^2 \quad (6)$$

其中 $\epsilon = \omega_p \tau_0$ 是衡量纵向尾波场效应大小的常数, τ_0 为初始脉宽,且方程中 τ 已用初始脉宽 τ_0 归一化.显然,可以通过改变初始电子密度或脉冲宽度来改变 ϵ 的取值.当常数 $\epsilon = 1$ 时,激光场与纵向尾波场发生共振,即共振情况^[9]. 则对于一定的初始密度 n_0 , 可以定义共振脉冲宽度 $\tau_{res} = \sqrt{m_0 / 4\pi n_0 e^2}$; 相应地,对于一定的初始脉冲宽度 τ_0 , 定义共振密度 $n_{res} = m_0 / 4\pi e^2 \tau_0^2$. 为方便起见,在后面的讨论中,约定通过改变初始脉冲宽度 τ_0 来改变 ϵ 的大小,即 $\epsilon = \tau_0 / \tau_{res}$, 初始密度一定.

为简单起见,我们利用傍轴近似和慢变包络近似,即 $|\partial a / \partial \zeta| \ll |k_0 a|$, $|\partial^2 a / \partial \zeta^2| \ll |k_0 \partial a / \partial \zeta|$, $|\partial a / \partial \tau| \ll |\epsilon_0 a|$ 和 $|\partial^2 a / \partial \tau^2| \ll |\omega_0 \partial a / \partial \tau|$, 只研究在稀薄等离子体中($\sigma = \sqrt{n_0 / n_c} \ll 1$) 相对论效应和纵向尾波场效应对激光场自相位调制的影响,则传输方程(4)可简化为

$$i \frac{\partial}{\partial \zeta} \mathbf{a} = \frac{\sigma}{2} \left(\frac{\delta n}{n_0} - \frac{|a|^2}{2}\right) \mathbf{a}, \quad (7)$$

式中 ζ 已用 c / ω_p 归一化.把矢势慢变包络写为复指数形式 $\mathbf{a} = u e^{i\phi_{NL}}$, 其中 u 和 ϕ_{NL} 都是 ζ 和 τ 的实函数,分别表示脉冲实包络和非线性相移.将此式代入方程(7),可得到它们的演化方程

$$\frac{\partial u}{\partial \zeta} = 0, \quad (8)$$

$$\frac{\partial \phi_{NL}}{\partial \zeta} = -\frac{\sigma}{2} \left(\frac{\delta n}{n_0} - \frac{u^2}{2}\right). \quad (9)$$

方程(8)说明,在傍轴和慢变包络近似下,非线性相移的演化方程(9)是可积的.假设初始均匀的等离子体,直接对方程(9)积分,可得

$$\phi_{N_L} = -\frac{1}{2} I_0 \sigma Z \left(\hat{\delta} n - \frac{f^2}{2} \right), \quad (10)$$

其中用到表达式 $\delta n/n_0 = I_0 \hat{\delta} n$ 和 $u^2 = I_0 f^2$, I_0 是脉冲强度峰值, f 是脉冲初始包络形式. Z 是用 c/ω_p 归一化的脉冲传输距离. 由方程 (10) 可知, 脉冲自相位调制是相对论效应和纵向尾波场效应共同作用的结果. 相应地, 可得 (用 τ_0^{-1}) 归一化的非线性频移

$$\delta\omega = -\frac{\partial \phi_{N_L}}{\partial \tau} = \frac{1}{2} I_0 \sigma Z (\partial_\tau \hat{\delta} n - f \partial_\tau f). \quad (11)$$

根据方程 (6) (10) 和 (11), 可以比较相对论效应和纵向尾波场效应对脉冲非线性相移和非线性频移的影响. 同时, 从上面方程可以看出, 电子密度扰动 (纵向尾波场效应)、非线性相移和非线性频移的大小不仅与脉冲强度有关, 而且与脉冲的具体包络形式有关.

3. 举例: 双曲正割脉冲与高斯脉冲传输的相移和频移

由方程 (6) (10) 和 (11) 可以看出, 如果假定具体的初始脉冲包络形式, 则可以求出电子密度扰动、非线性相移和非线性频移的解析表达式. 下面, 以双曲正割脉冲与高斯脉冲为例, 分别求出各解析式.

首先考虑双曲正割脉冲, 即

$$u = \sqrt{I_0} \operatorname{sech}(\tau).$$

代入方程 (6) (10) 和 (11) 得到等离子体密度扰动、非线性相移和频移分别为

$$\begin{aligned} \frac{\delta n}{n_0} = & \frac{I_0 \epsilon^2}{8} \operatorname{Re} \{ [B(\chi, \alpha, \rho) + B(\chi, \beta, \rho)] \chi^{-\beta} \\ & + [B(\chi, \alpha^*, \rho) + B(\chi, \beta^*, \rho)] \chi^\beta \} \\ & + \frac{I_0}{2} \operatorname{sech}^2(\tau), \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} \phi_{N_L} = & -\frac{I_0 \sigma Z \epsilon^2}{16} \operatorname{Re} \{ [B(\chi, \alpha^*, \rho) + B(\chi, \beta^*, \rho)] \chi^\beta \\ & + [B(\chi, \alpha, \rho) + B(\chi, \beta, \rho)] \chi^{-\beta} \}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \delta\omega = & \frac{I_0 Z \sigma}{16} \{ \operatorname{Im} [\epsilon^3 \chi^{-\beta} (B(\chi, \alpha, \rho) + B(\chi, \beta, \rho)) \\ & + \chi^{i\epsilon} (B(\chi, \alpha^*, \rho) + B(\chi, \beta^*, \rho))] \\ & - 2 \operatorname{Im} [\epsilon^3 \chi^{i\epsilon/2} (B(\chi, \alpha^*, \rho) + B(\chi, \beta^*, \rho)) \\ & + 2i \epsilon^2 \operatorname{tanh}(\tau)] \}, \end{aligned} \quad (14)$$

其中 $B(x, \nu, \mu) = \int_0^x dy y^{\nu-1} (1-y)^{\mu-1}$ 是不完全 Beta 函数, 参量 $\alpha = 1 + i\epsilon/2$, $\beta = i\epsilon/2$, $*$ 表示复共轭,

$\chi(\tau) = -e^{2\tau}$ 是时间的函数.

再考虑高斯脉冲, 即

$$u = \sqrt{I_0} e^{-\tau^2/2},$$

其中, I_0 是光强最大值. 相应地, 分别得到等离子体密度扰动、非线性相移和频移为

$$\begin{aligned} \frac{\delta n}{n_0} = & \frac{I_0}{2} e^{-\tau^2} + \frac{\sqrt{\pi} I_0}{8} e^{-\frac{\epsilon^2}{4}} \left[i\epsilon \operatorname{Erfi} \left(\tau + i \frac{\epsilon}{2} \right) e^{i\epsilon\tau} \right. \\ & \left. - \epsilon \operatorname{Erfi} \left(\frac{\epsilon}{2} + i\tau \right) e^{-i\epsilon\tau} - 2\epsilon \sin(\epsilon\tau) \right], \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \phi_{N_L} = & \frac{\sqrt{\pi} \epsilon \sigma Z I_0}{16} e^{-\frac{\epsilon^2}{4}} \left[\operatorname{Erfi} \left(\frac{\epsilon}{2} - i\tau \right) e^{i\epsilon\tau} \right. \\ & \left. + \operatorname{Erfi} \left(\frac{\epsilon}{2} + i\tau \right) e^{-i\epsilon\tau} + 2\sin(\epsilon\tau) \right], \end{aligned} \quad (16)$$

$$\begin{aligned} \delta\omega = & -\frac{\sqrt{\pi} \epsilon^2 \sigma Z I_0}{16} e^{-\frac{\epsilon^2}{4}} \left[i \operatorname{Erfi} \left(\frac{\epsilon}{2} - i\tau \right) e^{i\epsilon\tau} \right. \\ & \left. - i \operatorname{Erfi} \left(\frac{\epsilon}{2} + i\tau \right) e^{-i\epsilon\tau} + 2\cos(\epsilon\tau) \right], \end{aligned} \quad (17)$$

其中 $\operatorname{Erf}(x)$ 表示误差函数, $\operatorname{Erfi}(x) = \operatorname{Erf}(ix)/i$ 表示虚误差函数. 从方程 (12) 和 (15) 可以看出, 密度扰动可以表示为 $\delta n/n_0 = |a|^2/2 + F(\epsilon)$, 其中 $F(\epsilon)$ 与初始脉冲形式有关, 是参数 ϵ 的函数. 显然, 当参数 $\epsilon \rightarrow 0$ 时, $F \rightarrow 0$, 则密度扰动可以近似为 $\delta n/n_0 \approx |a|^2/2$. 相对论效应与尾波场效应相互抵消, 同时, 非线性相移和频移可以忽略.

4. 数值结果

下面是在不同的脉冲宽度 ($\epsilon = \tau_0/\tau_{\text{res}}$) 情况下, 方程 (12)–(17) 的数值计算结果, 所取的初始参数为 $I_0 = 0.1$, $\sigma Z = 2$. 图 1 是归一化密度扰动 $\delta n/n_0$ 随时间 τ 的变化, 虚线表示双曲正割脉冲, 实线表示高斯脉冲. 从图中可以看出, 当脉冲过后, 尾波场振幅都是在共振情形下 ($\tau_0 = \tau_{\text{res}}$, $\epsilon = 1$) 最大, 而当初始脉宽远离共振值时, 密度扰动很小可以忽略, 如图 1(a) 和 (d). 密度扰动的第一个峰值处在脉冲里面, 且随初始脉宽取值的增大而减小. 在短脉冲极限 ($\tau_0 \ll \tau_{\text{res}}$) 下, 在脉冲范围内, 密度扰动对于脉冲中心是近似对称的 (如图 1(a)), 但这种近似对称性在共振和近共振情况下被破坏掉 (如图 1(b) 和 (c)); 在长脉冲极限 ($\tau_0 \gg \tau_{\text{res}}$) 下, 脉冲区域内电子扰动极小可以忽略 (如图 1(d)). 同时, 从图中可以看出初始激光脉冲为高斯脉冲比为双曲正割脉冲时的电子密度扰动幅度要大.

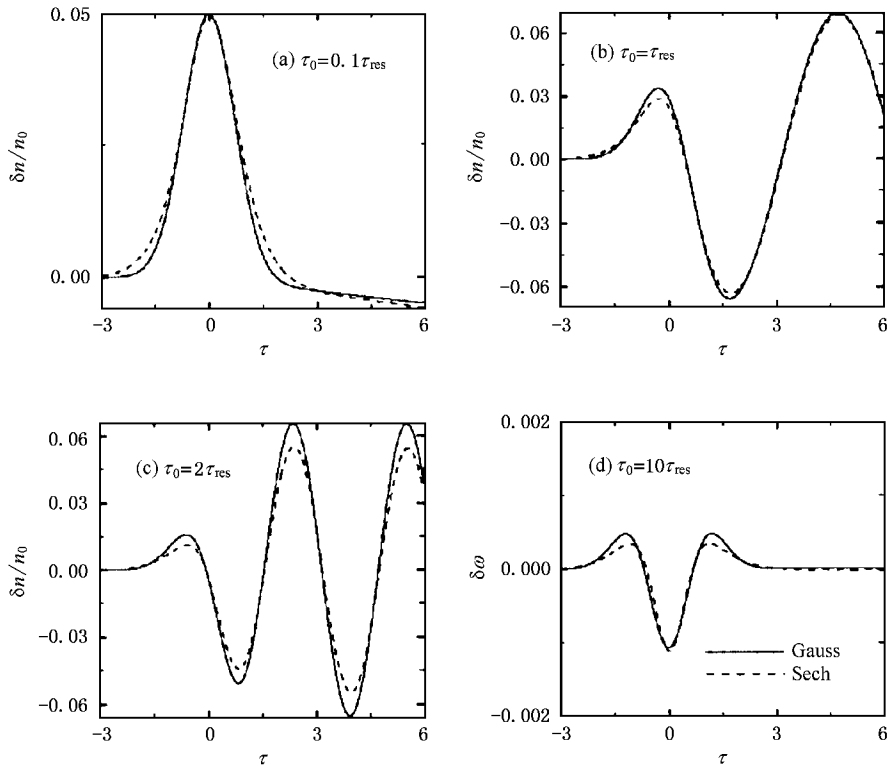


图 1 初始分别为双曲正割脉冲(虚线)或高斯脉冲(实线)时归一化密度扰动 $\delta n/n_0$ 随时间 τ 的变化。(a) $\tau_0 = 0.1\tau_{res}$; (b) $\tau_0 = \tau_{res}$; (c) $\tau_0 = 2\tau_{res}$; (d) $\tau_0 = 10\tau_{res}$.其他参数为 $I_0 = 0.1$, $\sigma Z = 2$

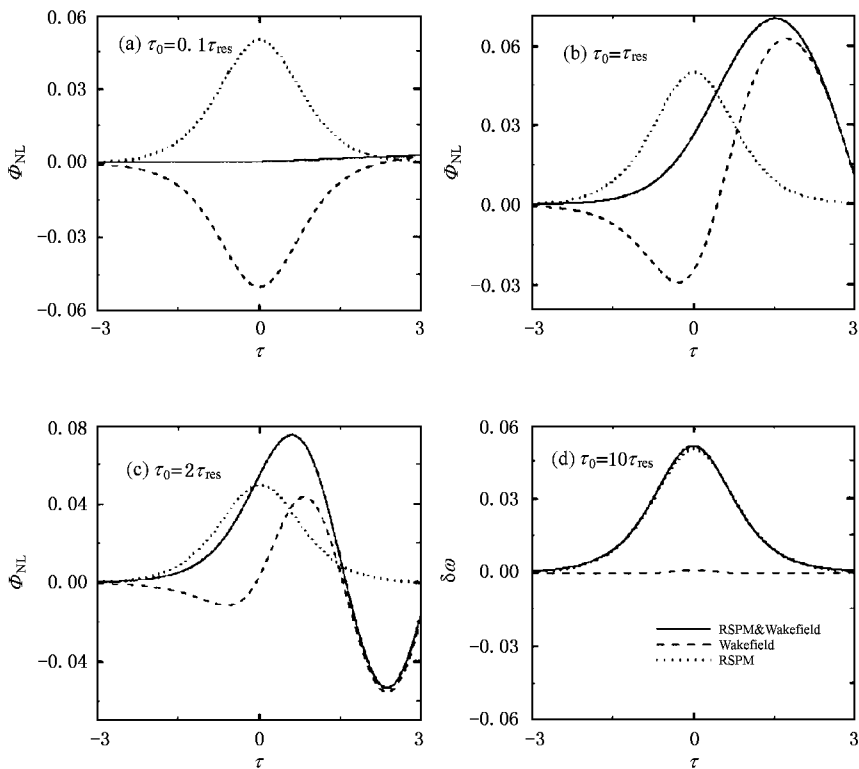


图 2 初始为双曲正割脉冲,当只考虑尾波场效应(虚线)或相对论效应(点线)以及两者都考虑(实线)时非线性相移 ϕ_{NL} 随时间 τ 的变化,参数同图 1

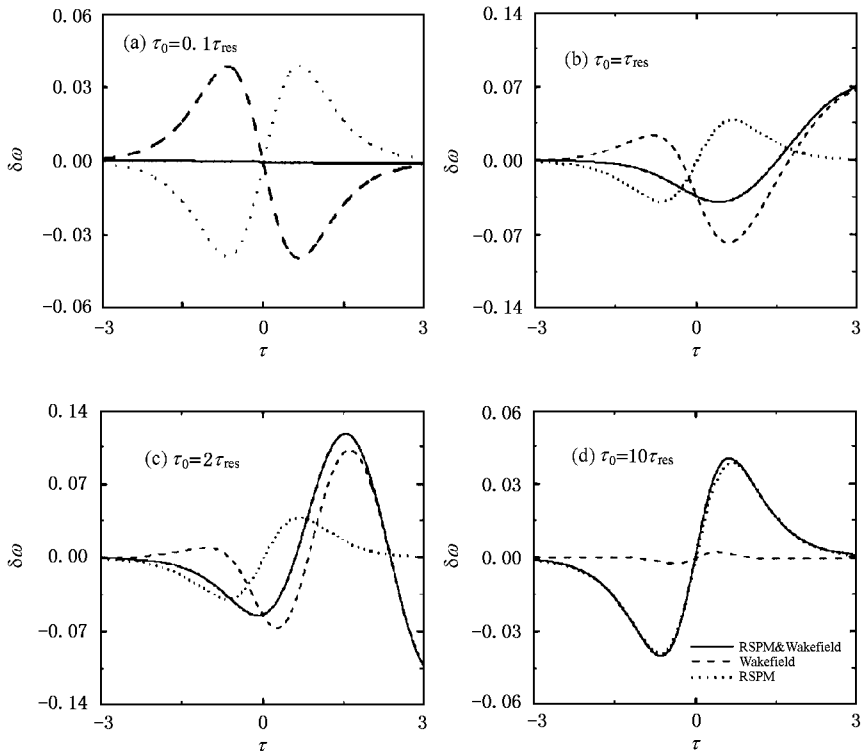


图3 初始为双曲正割脉冲,当只考虑尾波场效应(虚线)或相对论效应(点线)以及两者都考虑(实线)时归一化频移 $\delta\omega$ 随时间 τ 的变化,参数同图1

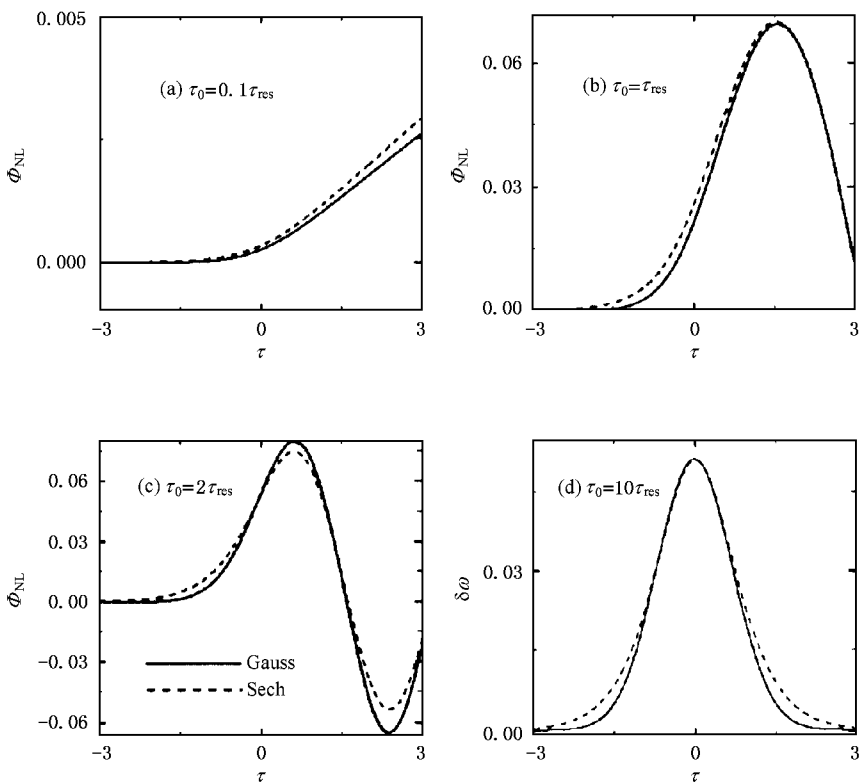


图4 初始分别为双曲正割脉冲(虚线)或高斯脉冲(实线)时非线性相移 ϕ_{NL} 随时间 τ 的变化,参数同图1

图 2 和图 3 是以双曲正割脉冲为例,在不同的脉宽情况下非线性相移和频移随时间的变化,参数同图 1. 实线表示同时考虑相对论效应和尾波场效应,虚线和点线分别表示只考虑尾波场效应或相对论效应. 从图 2 可以看出,相对论效应所导致的脉冲非线性相移是对称的,且总是正值(相对论自相位调制),而尾波场效应导致的相移与初始脉宽有关. 在短脉冲极限($\tau_0 \ll \tau_{res}$)下,纵向尾波场效应引起的非线性相移除了脉冲尾端有小的不匹配,是近似对称的,且与相对论相移相反,即脉冲总的非线性相移可以忽略,如图 2(a)所示. 相应地,此时脉冲总的频移也可忽略(图 3(a)). 但在长脉冲极限($\tau_0 \gg \tau_{res}$)下,尾波场效应引起的非线性相移和频移与相对论效应引起的非线性相移和频移相比可以忽略,如图 2(d)和图 3(d)所示. 这说明在长脉冲极限下,与相对论效应相比尾波场效应可以忽略. 而当初始脉宽取值为共振脉宽或在近共振区域时,非线性相移和频移变成强烈的不对称(如图 2(b), 2(c), 3(b)和 3(c)).

图 3(b)表明,在共振情况下,频率主要向低频方向移动,即共振情况对应于大部分光子减速过程(photon deceleration)^{9,11}.

图 4 和图 5 是初始脉冲形式分别为双曲正割脉冲(虚线)和高斯脉冲(实线)时非线性相移和频移随时间的变化,参数同图 1. 由图 4(a)和图 5(a)可见,在短脉冲情况下,尽管双曲正割脉冲的非线性相移和频移都比高斯脉冲的要大,但其绝对数值都很小,故可以忽略. 增大初始脉宽的取值,在共振和近共振区域,非线性相移和频移出现峰值,但总是高斯脉冲的峰值要大,且都呈现强烈的不对称性. 这是由于 Gauss 脉冲引起更大的不对称密度扰动,如图 1(b)和图 1(c),从而对折射率有更大程度的不对称调制的结果. 也就说明,此时尾波场效应对高斯脉冲传输的影响要大. 同样,在共振脉宽下,如图 5(b)所示,频率主要向低频方向移动,对应于大部分光子减速过程.

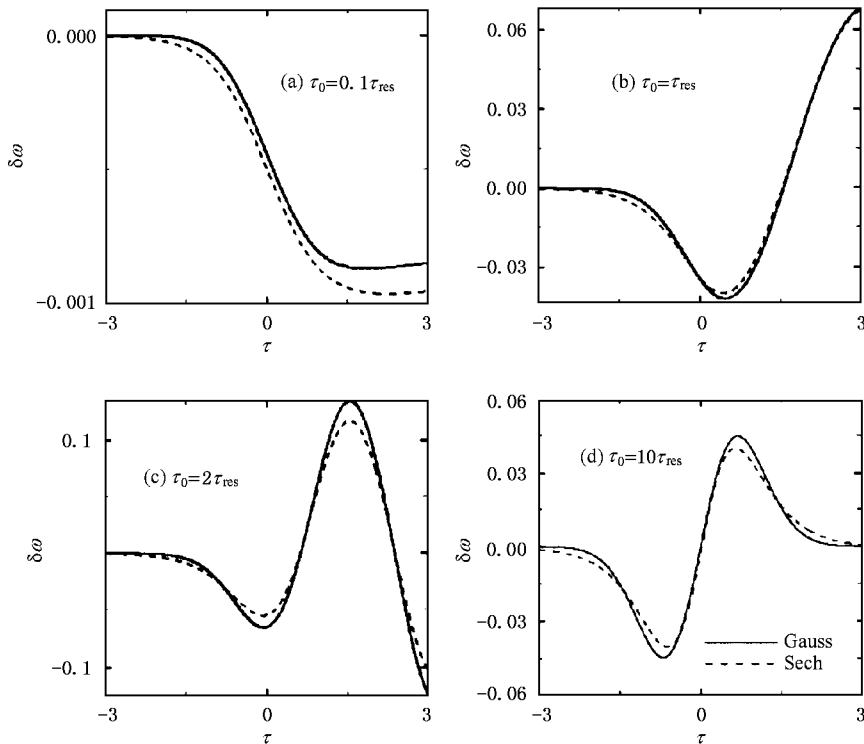


图 5 初始分别为双曲正割脉冲(虚线)或高斯脉冲(实线)时归一化频移 $\delta\omega$ 随时间 τ 的变化,参数同图 1

5. 讨论与结论

本文从弱相对论近似下激光场的一维传输方程

出发,利用傍轴近似和慢变包络近似得到了关于密度扰动、非线性相移和频移的解析表达式. 比较了共振与非共振情况下的尾波场效应和相对论效应对激光脉冲在等离子体中传输的影响. 理论和数值分析

表明,尾波场效应的大小不仅与初始脉宽大小有关,而且与初始脉冲形式有关.尾波场效应将导致脉冲自相位调制的不对称性.同时,当考虑尾波场效应后,脉冲频移也不再具有相对论效应所致的反对称性.在共振情况下,由于尾波场效应对脉冲自相位调制和频移的影响,频率主要向低频方向移动,脉冲内大部分光子将减速.但在短脉冲极限,即 $\tau_0 \ll \tau_{\text{res}}$ 下,

尾波场效应和相对论效应可相互抵消.相反,在长脉冲极限,即 $\tau_0 \gg \tau_{\text{res}}$ 下,尾波场效应远弱于相对论效应,故可以忽略不计.即当初始脉宽取值远离共振脉宽时,脉冲自相位调制的不对称性可以消除.在共振和近共振区域内,与双曲正割脉冲相比较,高斯脉冲引起的密度扰动的幅度更大,因而尾波场效应对高斯脉冲传输的影响更大.

-
- [1] Esarey E *et al* 1996 *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** 252
- [2] Sprangle P *et al* 2000 *Phys. Rev. Lett.* **85** 5110
Sprangle P *et al* 2001 *Phys. Rev. E* **63** 056405
- [3] Wagner R *et al* 1997 *Phys. Rev. Lett.* **21** 3125
- [4] Tabak M *et al* 1994 *Phys. Plasmas* **1** 1626
- [5] Zhang J T *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **5** 921 (in Chinese) [张家泰等 2001 物理学报 **5** 921]
- [6] Xu H *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 171 (in Chinese) [徐 涵等 2004 物理学报 **53** 171]
- [7] Sheng Z M *et al* 1992 *Acta Phys. Sin.* **41** 1796 (in Chinese) [盛政明等 1992 物理学报 **41** 1796]
- [8] Sheng Z M *et al* 1993 *J. Opt. Soc. Am. B* **10** 122
- [9] Gordon D F *et al* 2003 *Phys. Rev. Lett.* **90** 215001
- [10] Sheng Z M *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 125 (in Chinese) [盛政明等 2003 物理学报 **52** 125]
- [11] Li B *et al* 2003 *High Power Laser and Particle Beams* **15** 450 (in Chinese) [李 斌等 2003 强激光和粒子束 **15** 450]
- [12] Liu M W *et al* 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 1419 (in Chinese) [刘明伟等 2004 物理学报 **53** 1419]
- [13] Xu H *et al* 2003 *Acta Phys. Sin.* **52** 153 (in Chinese) [徐涵等 2003 物理学报 **52** 153]
- [14] Yu W *et al* 1992 *Phys. Rev. A* **46** 8021
- [15] He B *et al* 2001 *Acta Phys. Sin.* **50** 1939 (in Chinese) [何 斌等 2001 物理学报 **50** 1939]

Comparison of wakefield and relativistic effects on the self-phase modulation and frequency shift of intense laser pulse propagation *

Wu Guo-Hua¹⁾ Guo Hong^{2)†} Liu Ming-Wei^{1)‡} Deng Dong-Mei¹⁾ Liu Shi-Xiong¹⁾

¹⁾ *Laboratory of Light Transmission Optics, South China Normal University, Guangzhou 510631, China*

²⁾ *Key Laboratory for Quantum Information and Measurements of Ministry of Education, School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China*

³⁾ *School of Physics, Hunan University of Science and Technology, Xiangtan 411201, China*

(Received 2 August 2004 ; revised manuscript received 18 November 2004)

Abstract

The relativistic effect and wakefield effect on the propagation of an intense laser pulse in plasma are compared in the resonant and non – resonant cases in detail. The effect of wakefield, which depends on the initial pulse shape and width, leads to the asymmetry of pulse self-phase modulation. In the long pulse limit, the wakefield effect is negligible compared to the relativistic effect; in the short pulse limit, it balances the relativistic effect. Under the resonant condition, most of the photons within the pulse decelerates.

Keywords : laser pulse propagation, plasma, relativistic effect, wakefield effect, self-phase modulation

PACC : 5225, 5260, 5230

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 69789801) and the National Hi-Tech ICF program.

† E-mail : hongguo@pku.edu.cn