

电子等离子体波对超短脉冲激光 传播过程的作用

盛政明 马锦秀 徐至展 余 玮

中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800

1991 年 12 月 9 日收到

提出等离子体波对光脉冲产生相位调制的观点, 把光脉冲在背景等离子体波中传播时的频率移动与脉宽压缩效应统一起来. 给出了脉宽演化的方程, 它类似于在势阱中运动的经典粒子的能量守恒方程; 估算了脉宽压缩对应的等离子体波振幅阈值. 数值计算进一步证实这些结论. 最后指出实验上用等离子体波压缩短脉冲激光脉宽的可能性.

PACC: 5240D; 5265

一、引 言

近年来,随着超短脉冲激光技术的发展,高强度超短脉冲激光与等离子体相互作用的研究引起了人们广泛的兴趣,其中包括超短脉冲强激光与稠密等离子体相互作用^[1]和在非稠密等离子体中的传播性质^[2-4]. 对于后者的研究,近年提出的光子加速器概念,指出了一种使短脉冲激光的频率连续上移的新颖方法^[5]. 如果等离子体中预先产生的电子等离子体波的相速度与光脉冲群速度相同,并且一开始激光脉冲处在背景等离子体波的密度下降区,那么光脉冲就会出现频率上移^[6]. 从物理上而言,由于光脉冲所含光子数守恒,频率上移意味着脉冲能量增加,这些增加的能量是由背景等离子体波提供的^[7,8]. 但是,至今人们仍然还不清楚在频率上移过程中光脉冲包络会怎样演化. 另一方面,入射到背景等离子体波中的激光脉冲相对于等离子体波可以有任意的初始相位. 即使一开始入射激光脉冲刚好处在频率上移的相位,它也会由于频移而造成相位“滑移”. 不同的初始位移,光脉冲包络的演化差别很大,譬如,最新的研究发现^[8],当等离子体波振幅超过某个阈值,光脉冲可以被压缩. 当光脉冲处在等离子体密度波谷时脉宽有最大的压缩. 类似情形是一束与等离子体波同步的电子束,即如果电子束处在等离子体波谷,它的长度小于等离子体波半波长,且如果等离子体波的电场大到可以克服电子间的库仑力,电子束的长度就会被压缩.

本文用背景等离子体波对光脉冲局域相位调制的观点,把光脉冲频率移动与脉冲压缩两个概念统一起来. 用一个简单方法导出了脉宽演化方程,此方程类似于一个经典粒子在势阱中的运动方程. 对一维光脉冲演化的数值模拟,结果进一步证实了上述观点. 在某种程度上,本文的结果可对照激光脉冲在单模光纤中的传播特性,后者是自相位调制和

群速度色散决定了光脉冲的传播特性。

二、光脉冲演化的基本方程

对于在均匀非磁化的冷等离子体中传播的一维光脉冲, 其矢势 $A_{\perp}(z, t)$ 和标势 $\phi(z, t)$ 满足下面一组耦合方程^[4]:

$$\frac{\partial^2 A_{\perp}}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A_{\perp}}{\partial t^2} = \frac{\omega_p^2}{c^2} \frac{v_g/c A_{\perp}}{\sqrt{(1+\phi)^2 - \gamma_g^{-2}(1+A_{\perp}^2)}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} - \gamma_g^2 \frac{\omega_p^2}{c^2} \left[\frac{v_g/c(1+\phi)}{\sqrt{(1+\phi)^2 - \gamma_g^{-2}(1+A_{\perp}^2)}} - 1 \right] \quad (2)$$

式中 v_g 是光脉冲在等离子体中的群速度, c 是真空中光速,

$$\gamma_g = 1/\sqrt{1 - v_g^2/c^2},$$

ω_p 是电子等离子体频率, 并且 $A_{\perp}$ 和 ϕ 都归一化成 $eA_{\perp}/m_e c^2$ 和 $e\phi/m_e c^2$. ϕ 包含了背景等离子体波及由光脉冲自身产生的尾波场。由于只对于光脉冲群速和等离子体波相速相等的情况感兴趣, 把变量换到群速度坐标是比较方便的。令 $\xi = z + v_g t$, $\tau = t$, 并假定

$$A_{\perp}(z, t) = \frac{1}{2} [a(\xi, \tau) e^{ik_0 \tau - i\omega_0 \tau} + \text{c.c.}], \quad \phi(z, t) = \varphi(\xi, \tau).$$

在弱相对论 $|a(\xi, \tau)| \ll 1$ 及非稠密等离子体 $\omega_p/\omega_0 \ll 1$ 的近似条件下, 方程 (1), (2) 可简化成

$$(2i\omega_0 \partial/\partial \tau + (c^2 \omega_p^2/\omega_0^2) \partial^2/\partial \xi^2 + 2v_g \partial^2/\partial \xi \partial \tau) a = -c^2 \omega_p^2/v_g^2 \varphi a, \quad (3)$$

$$(\partial^2/\partial \xi^2 + k_p^2) \varphi = \frac{1}{4} k_p^2 |a|^2, \quad (4)$$

式中 $k_p = \omega_p/v_g$. 由于 $|\partial a/\partial \tau| \ll |\omega_0 a|$, (3) 式中的高阶导数 $\partial^2 a/\partial \tau^2$ 已被忽略; 在光脉冲长度 L 远大于其在真空中波长 λ 时, 二次谐波辐射损耗也被忽略^[5]. 将 ξ 和 τ 作无量纲化: $\xi \rightarrow k_p \xi$, $\tau \rightarrow \tau/\tau_0$, $\tau_0 = 2\omega_0^3/(c^2 k_p^3 \omega_p^2)$, 则 (3), (4) 两式可以进一步简化成

$$(i\partial/\partial \tau + \partial^2/\partial \xi^2 + (\omega_p/\omega_0) \partial^2/\partial \xi \partial \tau) a = -\omega_0^2/\omega_p^2 \varphi a \quad (3')$$

$$(\partial^2/\partial \xi^2 + 1) \varphi = \frac{1}{4} |a|^2. \quad (4')$$

对于研究弱相对论光脉冲包络 $a(\xi, \tau)$ 的演化, 譬如 $|a| \leq 0.1$ (即 $I \lambda^2 \leq 1.4 \times 10^{16} \text{ Wcm}^{-2}$), 通常还可以忽略由 (4') 式决定的光脉冲尾波场以及 (3') 式在 $(\omega_p/\omega_0) \partial^2 a/\partial \xi \partial \tau$. 前者显然是因为尾波场处在光脉冲后面, 它不能对光脉冲包络改变产生直接的作用, 它只是通过改变光脉冲能量的 $(\omega_p/\omega_0) \partial^2 a/\partial \xi \partial \tau$ 项起作用. 而后者表示由于光脉冲频率下移(尾波场产生器^[3,7])或者频率上移(光子加速器^[6])造成的脉冲总能量的改变. 对高斯形状脉冲, 其时间尺度大约为 $\tau_1 \sim 16/\pi (\exp(L^2/2)/L) (\omega_0^3/\omega_p^3)/|a|^2$, 它比光脉冲包络形状改变时间 τ_0 大得多, 因此在这里这项高阶导数也可被忽略. 我们的数值计算也证实了这点. 这样就只需考虑光脉冲在一个较大的背景等离子体波场中的演化, 其方程由下

式决定:

$$(i\partial/\partial\tau + \partial^2/\partial\xi^2)a = -\omega_0^2/\omega_p^2 \varphi a, \quad (5)$$

式中 φ 是背景等离子体波势。

根据方程(5)就能获得光脉冲谱的包络的演化方程。令 $\varphi = \varphi_0 \sin(\xi + \xi_0)$, 对上式作一次傅里叶变换可得到

$$(i\partial/\partial\tau + k^2)\tilde{a}(k, \tau) = \frac{i}{2} \omega_0^2/\omega_p^2 \varphi_0 [e^{i\xi_0} \tilde{a}(k-1, \tau) - e^{-i\xi_0} \tilde{a}(k+1, \tau)], \quad (6)$$

式中 $\tilde{a}(k, \tau)$ 是 $a(\xi, \tau)$ 的谱。方程(5)和(6)决定了光脉冲在等离子体波场中的演化, 其中(5)式决定了脉冲包络的演化, (6)式决定了谱包络演化。一旦(6)式解出, 频移即由下式求出:

$$\langle \Delta k \rangle = \frac{\int k |\tilde{a}(k, \tau)|^2 dk}{\int |\tilde{a}(k, \tau)|^2 dk},$$

$$\langle \Delta \omega \rangle = \langle \Delta k \rangle v_g. \quad (7)$$

三、脉冲包络在等离子体波中的演化

众所周知, 由于折射率是光强度函数, 激光脉冲在单模光纤中的传播性质是由一个非线性薛定谔方程决定^[10,11]。光脉冲在其中经过自相位调制 (SPM), 导致脉冲前沿频率上移, 脉冲后沿频率下移, 最后使脉冲频谱加宽。如果群速度色散 (GVD) 是正常的, 脉冲自然会压缩; 反之, 光脉冲会扩散, 形成前沿和后沿都很陡的矩形状包络。

然而, 在这里光脉冲的相位调制是由一个背景等离子体波造成的, 而不是光脉冲本身。这是因为我们把光脉冲包络振幅限制在 $|a| \leq 0.1$, 使得脉冲自相位调制与等离子体波相位调制相比较小。对等离子体波相位调制, 可由(5)式作一个简单估计: 忽略(5)式中对应群速度色散的二次导数项, 便得局域谱的改变,

$$\Delta k = \partial\phi/\partial\xi = (\tau\omega_0^2/\omega_p^2)\partial\varphi/\partial\xi, \quad (8)$$

ϕ 是脉冲慢变振幅 a 受等离子体波调制的相位, 并且局域频移 $\Delta\omega = \Delta k v_g$ 。由于等离子体是一种反常色散介质, $\partial v_g/\partial k = c^2\omega_p^2/\omega^3 > 0$, 当光脉冲处在图 1 中 A 点位置 (即 $\xi_0 = 0$) 时, 可以预见到脉冲有频率上移, 因为在 A 点有 $\partial\varphi/\partial\xi > 0$ 。这是与光子加速器概念一致的^[5,6,9]。但是下一节的数值计算表明, 光脉冲还会形成多脉冲序列。当脉冲一开始处在图 1 中 B 点位置时 (即 $\xi_0 = \pi/2$), 脉宽将会被压缩, 因为脉冲前沿有频率下移 ($\partial\varphi/\partial\xi < 0$), 后沿有频率上移 ($\partial\varphi/\partial\xi > 0$), 前沿群速度下降, 后沿群速度增大。如果光脉冲包络是对称的, 总的频移量始终为零。在 C 点位置 (即 $\xi_0 = \pi$) 时, 情况与 A 点刚好相反, 即脉冲频率会下移。在 D 点位置 (即 $\xi_0 = \frac{3}{2}\pi$) 时, 脉冲会扩散, 并且扩散得比一般色散扩散更快些, 因为脉冲前沿获得一个局域频率上移而后沿获到局域频率下移, 前沿群速要增大, 后沿群速要减小。

尽管方程(8)的估计是粗糙的, 上述物理图象是清楚的。对于脉冲演化更具体的认识, 需要借助数值计算。在作数值计算前, 我们对脉宽的变化作一点深入的计算是必要的。

把脉宽定义成 $\langle \delta \xi^2 \rangle^{1/2} = \langle \xi^2 - \langle \xi \rangle^2 \rangle^{1/2}$, 其中 $\langle \cdot \rangle$ 表示对 $|a(\xi, \tau)|^2$ 的矩。根据方程(3)'和(4)', 发现 $\langle \delta \xi^2 \rangle$ 满足下面方程:

$$\begin{aligned} \frac{d^2 \langle \delta \xi^2 \rangle}{d\tau^2} = & \frac{4}{W} \int \left[2 \left| \frac{\partial a}{\partial \xi} \right|^2 + \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \xi |a|^2 \right] d\xi \\ & + \left(\frac{2}{W} \right)^2 \left[\int \xi |a|^2 d\xi \right] \left[\frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} |a|^2 \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} d\xi \right] \\ & + 2 \left(\frac{2}{W} \right)^2 \left[\int \left(a^* \frac{\partial a}{\partial \xi} \right) d\xi \right]^2, \end{aligned} \quad (9)$$

式中 $W = \int |a|^2 d\xi$ 表示脉冲总能量, a^* 是 a 的共轭复数。对一个对称的脉冲波包, 可以忽略上式等号右边后两项, 假定在初始阶段其对称性能基本保持。实际上当脉冲初始处在最佳的脉宽压缩位置(图 1 中 B 点)时, 其对称性是能始终保持的。因此(9)式简化成

$$\frac{d^2 \langle \delta \xi^2 \rangle}{d\tau^2} = \frac{4}{W} \int \left[2 \left| \frac{\partial a}{\partial \xi} \right|^2 + \frac{\omega_0^2}{\omega_p^2} \frac{\partial \varphi}{\partial \xi} \xi |a|^2 \right] d\xi. \quad (10)$$

(10)式等号右边第一项表示在色散介质中传播的电磁脉冲固有的色散扩散, 而第二项表示由背景等离子体波造成的可能的脉冲压缩。为了具体看出这一点, 假定这样一种脉冲包络形式 $a(\xi, \tau) = a_0 e^{-\xi^2/2L(\tau)}$, 其中 L 已归一化到 k_p^{-1} , 背景等离子体波是 $\varphi(\xi) = \varphi_0 \sin(\xi + \xi_0)$ 。再令 $a = \omega_0^2/\omega_p^2 \varphi_0 \sin(\xi_0)$, $L^2 = x$, $dx/d\tau = \dot{x}$, 由方程(10)得到

$$\frac{1}{2} \dot{x}^2 + V(x) = E, \quad (11)$$

式中 $V(x) = -8 \ln x - 16\alpha(x+4)e^{-x/4}$, 常数 E 由初始条件决定。(11)式类似一个经典粒子在保守势场 $V(x)$ 中运动的能量守恒方程, 图 2 给出 3 个不同 α 值的 $V(x)$ 曲线。很显然, 如果要求脉宽保持有限, 必须让脉冲约束在上述“势阱”中。如果 $\alpha < 0$, 这样的“势

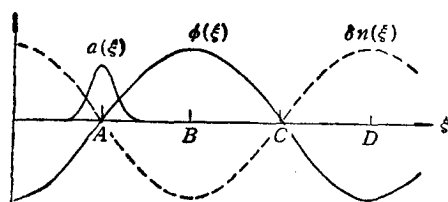


图 1 光脉冲分别处在点 A, B, C, D 时与背景等离子体波的相对位相 等离子体波与光脉冲同步 ($\omega_p = \omega_s$); $\phi(\xi)$ 指等离子体波势; $\delta n(\xi)$ 是等离子体波密度起伏

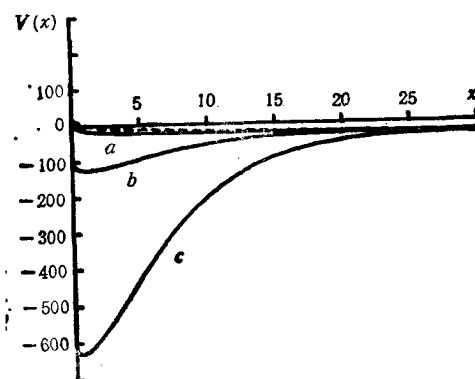


图 2 光脉冲在等离子体波中处在 B 点时的势阱曲线 各曲线参数为 $\alpha = 0.0$ (虚线); $\alpha = 0.23$ (曲线 a), $\alpha = 2.0$ (曲线 b); $\alpha = 10.0$ ($\omega_p/\omega_0 = 0.1$ 时对应 $\varphi_0 = 0.1$, 曲线 c)

阱”是不存在的。对于给定的 φ_0 , 当 $\xi_0 = \pi/2$ 时, 存在一个最深的“势阱”, 脉宽压缩最大, 这对应于脉冲处在图 1 中 B 点位置。可见(11)式与由等离子体波相位调制概念推断的结论是一致的。对于给定的一个初始脉宽, 存在一个关于等离子体波振幅的阈值, 低于此阈值, 脉冲扩散, 高于此值, 脉宽在某两个极限间振荡变化。对于给定 φ_0 , 令 $\xi^2 = 0$ 便可由(11)式求出此两个极限。如果假定初始脉宽是 L_0 , 并且 $\xi|_{\tau=0} = 0$, 为使脉宽压缩, 必须使其受到的“力”是负的, 即 $-\partial V/\partial x|_{L_0} < 0$ 。这样就得到上述等离子体波的阈值振幅(设 $\sin(\xi_0) = 1$),

$$\varphi_0 > \frac{c}{v_g} \frac{2}{L_0} \exp(L_0^2/4) \omega_p^2/\omega_0^2 \geq 0.23 \omega_p^2/\omega_0^2 \quad (12a)$$

或者

$$\frac{eE_0}{m_e \omega_p c} > \frac{c^2}{v_g^2} \frac{2}{L_0} \exp(L_0^2/4) \cdot \omega_p^2/\omega_0^2 \geq 0.23 \omega_p^2/\omega_0^2. \quad (12b)$$

上述条件远低于波破裂振幅^[22], 因此是容易达到的。这就是说可用适当的等离子体波压缩一个光脉冲, 尽管脉宽是周期性地改变的。

四、数值模拟结果

为了进一步证实上节给出的结论, 并且更具体地认识光脉冲在背景等离子体波中的演化过程, 我们对方程(5)和(6)作了数值计算。方程(5)用 Duford-Frankel 方法和 Crank-Nicholson 方法同时求解, 以使结果可以相互对照。方程(6)可以用跳蛙法 (lea-

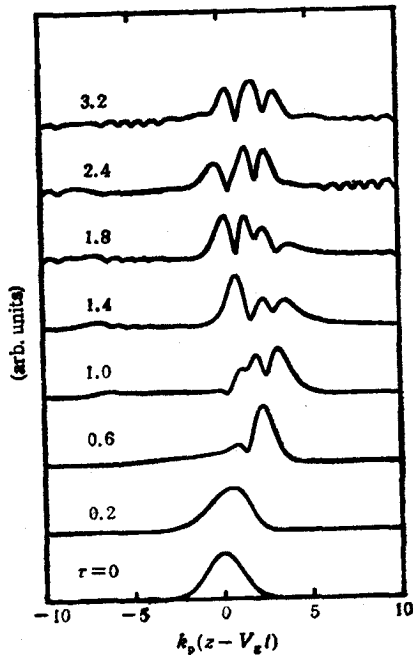


图 3 脉冲初始位于 A 点时其包络 $|a|$ 的时间演化 各参数为 $k_p L_0 = 1.0$; $\varphi_0 = 0.1$; $\omega_p/\omega_0 = 0.1$; 时间归一到 τ ,

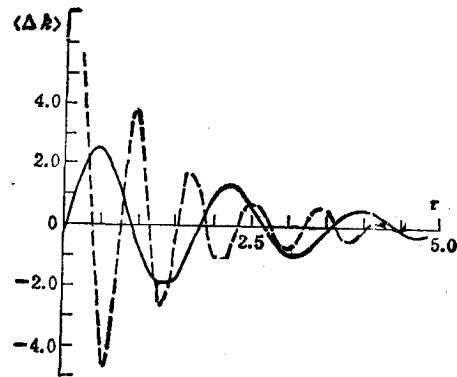


图 4 脉冲初始位于 A 点时共频移的时间变化 实线对应参数同图 3, 虚线对应 $\varphi_0 = 0.5$

pfrog method) 求解^[9]。下面是计算结果。

1. 脉冲处在 A 点位置

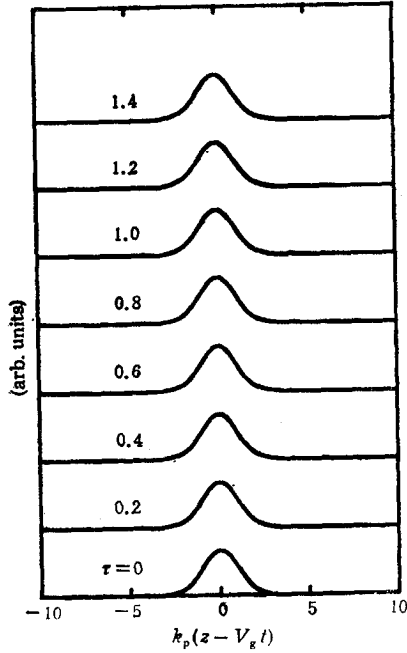
如前面所述, 脉冲一开始处在图 1 中 A 点位置时一般认为光脉冲有频率上移。但计算发现, 在背景等离子体波中, 光脉冲只是在初始阶段有频率上移。开始时脉冲相对等离子体波往前移动, 并形成激波一样的结构。接着往前移动速度降下来直到停止, 然后它相对等离子体波往后移动。与此同时, 脉冲开始分裂。在以后的过程中, 脉冲继续分裂, 并且脉冲中心位置在 A 点左右振荡。图 3 给出这个过程。图 4 表明, 光脉冲频率也呈现振荡变化的行为。从物理上看, 当脉冲一开始处在频率上移区域时, 随着频率上移其群速度相对等离子体波相速度也增大, 因此脉冲一开始要往前移动。当脉冲前移到图 1 中的 BD 区时, 由于其频率开始下移, 它要减速, 直到它往后运动返回 A 点。以后脉冲就重复这个过程, 导致光脉冲来回振荡。由于脉冲不同部分受等离子体波调制情况不同, 它们有不同群速度, 运动方式就不一样, 这导致了脉冲的分裂。当脉冲中心在两个区域间来回振荡时, 其频率上移和下移交替变化。随着时间的推移, 脉冲不断分裂和扩散, 使得最后的频移趋向于零。

2. 脉冲处在 B 点位置

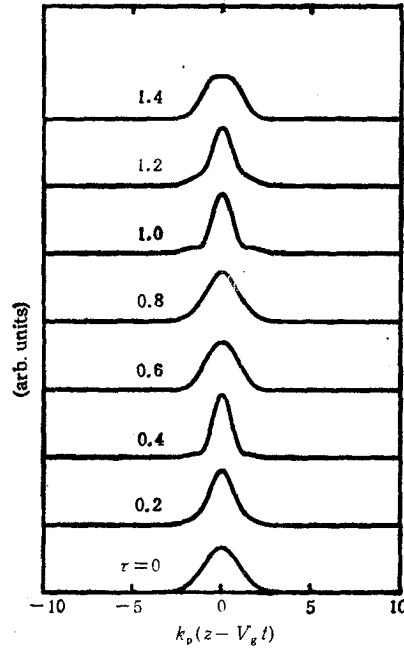
如上节所指出的, B 点位置是光脉冲压缩的最佳位置。我们计算了初始是高斯形状包络的几个不同脉宽 L_0 的脉冲包络演化, 取 $\omega_p/\omega_0=0.1$, $a_0=0.1$ (实际上, 本文数值计算结果与 a_0 取值无关, 因为方程(5)和(6)都是线性的)。对于 $L_0=1$, $\varphi_0=0.026$, 此 φ_0 正是 (12a) 式所预言的阈值振幅。从图 5(a) 看出, 脉冲在传播过程中, 其形状几乎没有改变, 这表明方程 (12a) 给出的阈值与数值计算符合得很好。当 φ_0 增大到 0.1 时, 脉冲宽度表现出振荡变化行为。图 5(b) 表明, 此时脉宽至少可压缩二分之一。对于更大振幅的等离子体波以及初始脉宽较长些的脉冲, 其行为与上述情况类似。虽然从图 5(c) 和图 6 看出, 脉冲趋向于较早就开始分裂, 而能压缩到的最小脉宽也变得更小。

从物理上看, 显然当脉冲一开始处在 B 点时, 整体上没有频率移动。但是在 B 点两侧的脉冲的两部分都有频移, 并且它们的频移方向是相反的, 相对等离子体波它们就要以相反的方向运动。从处在 A 点的脉冲的运动方式看, 这脉冲的两部分的运动也是振荡型的, 因此脉冲会交替地压缩和扩散。存在一个等离子体波振幅的阈值, 高于此值, 脉宽就表现出振荡行为, 低于此值, 脉冲会无限地扩散。刚处在阈值时, 脉冲既不压缩也不扩散, 它象孤子那样不变地传播。正如方程(10)所表明的那样, 这正是群速度色散引起的扩散和等离子体波相位调制引起的压缩达到某种平衡的结果。

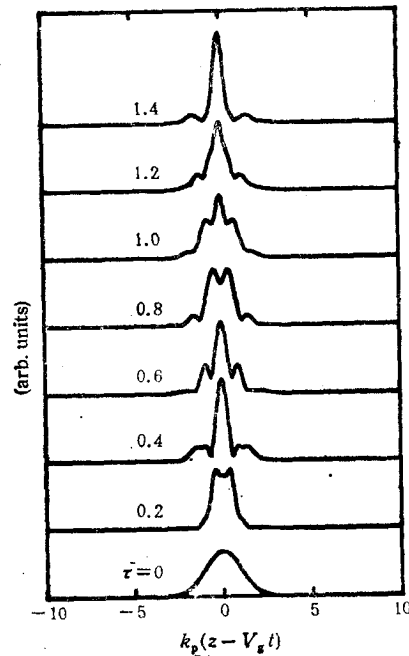
对于初始脉宽更长的脉冲, 譬如 $L_0=5$, 它几乎接近于一个等离子体波长, 此时情况与前面的讨论有所不同。因为脉冲的某些部分在高 ν_e 区, 有些部分在低 ν_e 区, 脉冲很快就发生分裂并形成多脉冲序列。图 7 给出 $\varphi_0=0.017$ 时脉冲演化情况, 此 φ_0 是 $L_0=5$ 对应的等离子体波振幅阈值。可以看到脉冲较早地就分裂了, 尽管整体脉宽似乎没有太大改变。



(a) 参数是 $k_p L_0 = 1.0$; $\phi_0 = \phi_{th} = 0.026$; 时间 τ 归一化到 τ_0 ; 脉冲形状几乎不随时间变化



(b) $\phi_0 = 0.1$, 其余同图(a), 在这种情况下脉宽随时间振荡变化



(c) $\phi_0 = 0.5$, 其余同图(a), 在这种情况下脉宽压缩可以很大

图5 脉冲初始位于B点时包络 $|a|$ 的时间演化

3. 脉冲处在C点位置

C点与A点刚好差一个相位 π , 它们是镜象对称的。这样脉冲的演化与本节第1部

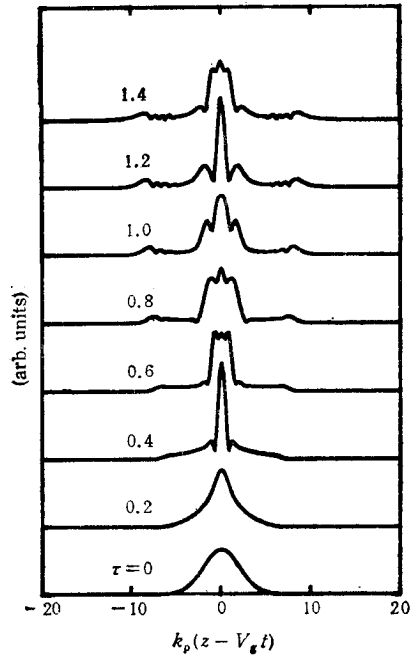


图6 脉冲初始位于B点时包络 $|a|$ 的时间演化 参数是 $k_p L_0 = 2.0$, $\varphi_0 = 0.1$, $\omega_p/\omega_0 = 0.1$, 在这种情况下脉宽可有很大压缩

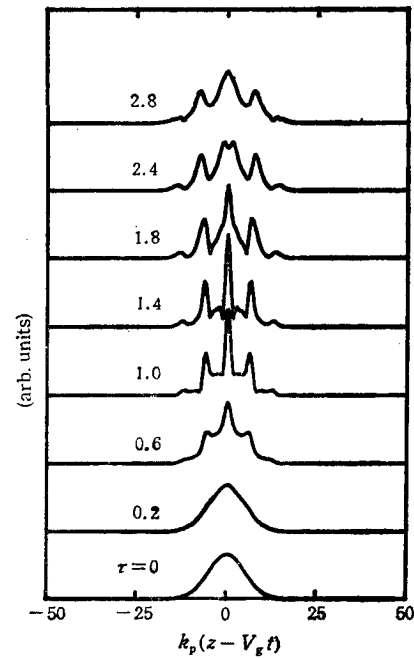
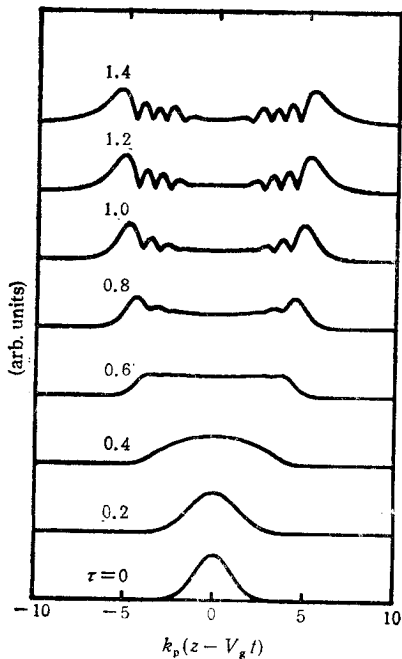
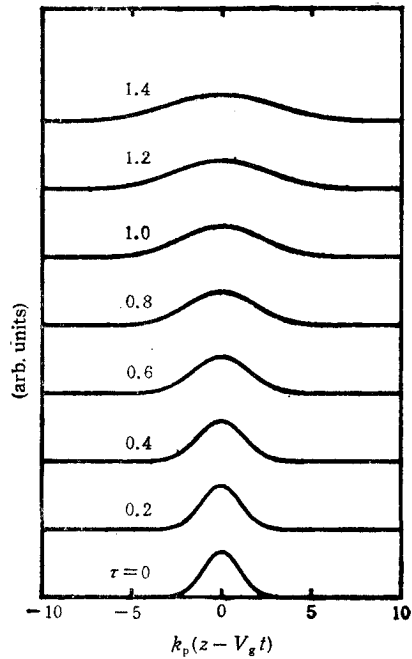


图7 图题同图6 参数是 $k_p L_0 = 5.0$; $\varphi_0 = \varphi_{th} = 0.017$; $\omega_p/\omega_0 = 0.1$; 脉冲在 $\tau = 0.6\tau_0$ 后开始分裂, 脉冲演化过程中脉宽变化不大



(a) 参数是 $k_p L_0 = 1.0$; $\varphi_0 = 0.1$; $\omega_p/\omega_0 = 0.1$; 脉冲在 $\tau = 0.6\tau_0$ 后开始分裂成两个子脉冲



(b) 脉冲在无等离子体波作用下的群速度色散扩散

图8 脉冲初始位于D点时包络 $|a|$ 的时间演化

分所述情况有相反符号。

4. 脉冲处在 D 点位置

在这一点情况与 B 点不同。脉冲前沿和后沿分别处在群速度 v_g 增大和减小的区域, 它们离开脉冲中心向两个相反方向运动, 使初始脉冲分裂成两个子脉冲。随着时间的推移, 两个子脉冲各自经历了压缩和扩散, 并分裂成多脉冲序列。图 8 给出数值计算结果。图 8(a) 中表明脉冲早期的分裂, 同时在 $t = 0.6\tau$ 以后分离成两个子脉冲, 最后形成多脉冲序列, 与没有等离子体波情况下脉冲演化结果相比(图 8(b)), 前者扩散得更快。

五、结论与讨论

本文研究了一个短脉冲激光在背景等离子体波中传播的性质。提出了等离子体波对光脉冲产生相位调制的观点, 并由此把脉冲的频率上移和脉宽压缩两个概念统一起来。研究表明, 由局域相位调制产生的光脉冲频移近似正比于等离子体波势的一阶导数, 因此最有效的频率上移出现在当脉冲处在此导数取得最大值的附近, 与以前的研究结果一致^[5,6,8]。然而, 数值计算表明, 由于脉冲的“相位滑移”和色散扩散, 其频率不可能不断上移。当脉冲最初处在等离子体波势峰值附近(也即等离子体密度波谷附近)时, 脉冲可实现最有效压缩。这也是一个振荡过程, 即脉宽在某些时间被压缩, 在另外一些时间扩散。振荡周期由方程(11)式得

$$T = \int_{x_1}^{x_2} \frac{2dx}{\sqrt{2(E-V)}},$$

它具有 τ_0 的时间尺度, 对于 $\omega_p/\omega_0 = 0.1$, $T \approx 10^4/\omega_0$ 。脉宽压缩也是等离子体波相位调制与脉冲群速度色散共同作用的结果。

相对于粒子加速器概念^[13]中要求的等离子体波而言, 用来使脉冲压缩的等离子体波是相当小的。譬如, 考虑压缩 100fs 脉宽的短脉冲激光, 设其波长是 $1.06\mu\text{m}$ 。根据前面的讨论, 为了压缩一个光脉冲, 必须使其初始脉宽小于一个等离子体波长, 因此要求

$$\omega_p \leq \frac{1}{30} \omega_0,$$

即相应的等离子体密度约为 $1.1 \times 10^{18} \text{cm}^{-3}$ 。需要的等离子体长度为 $c\tau_0 \approx 0.14\text{m}$, 阈值等离子体波振幅约为 4.0×10^{-4} 。为了实际的压缩, 取 $\varphi_0 \approx 2.0 \times 10^{-2}$, 这用强度为 $1.4 \times 10^{16} \text{W/cm}^2$ 的短脉冲激光即可产生。原为 100fs 的脉冲至少可压缩到 10fs。因此可以看到, 用一个背景等离子体波使一个短脉宽激光进一步压缩具有实际的可能。

当考虑高强度 ($> 10^{16} \text{Wcm}^{-2}$) 短脉冲激光与背景等离子体波相互作用时, 光脉冲自身的尾波场不能忽略, 它可能对脉冲自身频移过程影响较大, 此时不能用简化的线性方程(5), (6), 而应从基本方程(1)和(2)出发, 这有待于进一步研究。

- [1] H. H. Milchberg, R. R. Freeman and S. C. Davey, *Phys. Rev. Lett.*, 61(1988), 2364; H. M. Milchberg and R. R. Freeman, *Phys. Fluids*, B2(1990), 1395; R. Fedosejevs et al., *Phys. Rev. Lett.*, 64(1990), 1250; M. M. Murnane, H. C. Kapteyn and R. W. Falcone, *Phys. Rev. Lett.*, 62(1989), 155; J. C.

- Kieffer *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 760
- [2] P. Sprangle, E. Esarey and A. Ting, *Phys. Rev. Lett.*, **64**(1990), 2011; I. G. Murusidze, L. M. Tsintsadze, to be published.
- [3] L. M. Gorbunov and V. I. Kirsanov, *Sov. Phys. JETP*, **66**(2), (1987), 290; N. L. Tsintsadze, *Physica Scripta*, **T30**(1990), 41.
- [4] N. N. Rao, M. Y. Yu and P. K. Shukla, *Plasma Phys. and Contr. Fusion*, **32**(1990), 1221.
- [5] S. C. Wilks, J. M. Dawson, W. B. Mori, T. Katsouleas and M. E. Jones, *Phys. Rev. Lett.*, **62**(1989), 2600.
- [6] E. Esarey, A. Ting and P. Sprangle, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 3526.
- [7] V. A. Mironov, A. M. Sergeev, E. V. Vanin and G. Brodin, *Phys. Rev.*, **A42**(1990), 4862.
- [8] 盛政明、徐至展、马锦秀、余玮, *Proceedings of the Workshop on Plasma Basic Research (APSC-91-002)*, 中国福州, 1991.
- [9] David Potter *Computational Physics* (John Wiley & Sons, London, 1973).
- [10] Y. R. Shen, *The Principles of Nonlinear Optics* (John Wiley & Sons Inc. 1984), chaps. 17, 26.
- [11] Fujio, Shimizu, *Phys. Rev. Lett.*, **19**(1967), 1097;
D. Grischkowsky and A. C. Balant, *Appl. Phys. Lett.*, **41**(1982), 1;
W. J. Tomlinson, R. H. Stolen and C. V. Shank, *J. Opt. Soc. Am.*, **B1**(1984), 139.
- [12] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, *Sov. Phys., JETP*, **3**(1956), 696.
W. L. Kruer, Spring college on plasma physics, 15 May—9 June, (1989).
- [13] T. Tajima and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **43**(1979), 267.
W. B. Mori, *IEEE Trans. Plasma Sci.*, **15**(1987), 88.
R. Keinigs, and M. E. Jones, *Phys. Fluids*, **30**(1987), 252.

EFFECT OF ELECTRON PLASMA WAVE ON THE PROPAGATION OF AN ULTRASHORT-PULSE LASER

SHENG ZHENG-MING MA JIN-XIN XU ZHI-ZHAN YU WEI

Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica, Shanghai 201800

(Received 9 December 1991)

ABSTRACT

Unification of the frequency shift and pulse compression of an ultrashort laser pulse propagating in a background plasma wave is realized by employing the concept of phase modulation of the laser pulse by the plasma wave. The equation for the evolution of the pulse width is obtained, which is analogous to the "energy conservation equation" for a classical particle moving in a potential well. The threshold amplitude of plasma wave for the pulse compression is estimated. Numerical calculation is performed to confirm these results. The possibility of laser pulse compression by plasma wave in practice is suggested finally.

PACC: 5240D; 5265