

双束“自陷”激光驱动的电子等离子体波的拍频激发

马锦秀 徐至展¹⁾

(中国科学院上海光学精密机械研究所)

1987年6月1日收到

提 要

本文提出并详细研究了应用两束“自陷”激光激发电子等离子体波(EPW)来维持等离子体拍频加速器(PBWA)中光束及其激发的EPW的会聚。文中导出了EPW饱和振幅所满足的方程,自洽地研究了泵浦光束的“自陷”条件,并解析地得到了最佳离谐条件及其对应的最佳初始等离子体密度以及EPW的最大振幅。在高速型自陷泵浦光束情况下,文中应用数值法计算了EPW的横向分布。对于一定的离谐参量,此分布呈现出独特的性质。此外,本文还得到了由泵浦光束的非均匀性所产生的EPW电场的径向分量,并简要地讨论了它对PBWA中粒子加速的影响。

一、引 言

最近,作为激光-等离子体相互作用的一个重要的研究分支和潜在的应用领域,PBWA已激起人们的很大兴趣^[1,2]。其基本机理是利用两束频率 $\omega_1 - \omega_2 \approx \omega_p$,波矢 $k_1 - k_2 = k_0$ 的共线(或双频)激光通过光学混频激发起大振幅的、相速度很接近光速的EPW。这里 ω_p 和 k_0 分别表示EPW的频率和波矢;速度接近EPW相速度的注入粒子被EPW捕获,在半个EPW波长内被加速到超高能量。迄今的研究已表明有下列三个问题可能限制这种加速器概念成为现实^[3],即加速电场和被加速粒子之间的纵向解相问题;激光束的横向衍射和与此相关的粒子轨道的横向稳定性问题以及所谓的激光束的泵浦倒空问题。第一个问题可以通过外加横向磁场加以解决,即所谓的Surfatron加速器^[4]。为了解决第三个问题,Mima等人提出无尾波的重三重孤立子加速器(wakeless triple-soliton accelerator)^[5]的设想。对于第二个问题,尽管认为用自生的或通过外部产生的等离子体波导可能约束光脉冲,但是在光束及其激发的EPW与等离子体相互作用的体系中,如何产生符合加速器要求的波导以及光束和EPW在这样的波导中如何传播的问题,却还很少有人研究过。

另一方面,在EPW的拍频激发过程中总是伴随着激光或等离子体不稳定性^[2,6]。为了抑制这些不稳定性,一般认为应采用脉宽只有几个ps的短脉冲泵浦光^[1,2,7]。然而,相

1) 中国高等科学技术中心(世界实验室)凝聚态和辐射物理分中心。

对于现有最大的激光系统(即聚变用激光器)而言,要达到脉宽如此短的高功率激光还有很多技术问题.而且在现有的 EPW 拍频激发实验^[8,9]中,泵浦光脉宽通常是 ns 的量级,在这样的时间内其它的竞争过程完全有可能发展起来.但遗憾的是,理论上对各种竞争过程,尤其是光束和 EPW 的有质动力所引起的自聚焦或细丝不稳定性,对 EPW 激发和饱和的影响的认识尚不清楚.

此外,除泵浦倒空^[3,5]问题外,对于所激发的 EPW 对泵浦光反作用的研究,特别是对光束传播和聚焦的反作用,也很少见到.

本文将致力于研究光束及其激发的 EPW 如何通过有质动力影响光束的传输以及 EPW 的激发和饱和问题.我们提出并详细研究了利用“自陷”光束(self-trapped beams)及其激发的 EPW 通过有质动力排开等离子体所形成的等离子体通道来克服光束和 EPW 的横向发散.

二、EPW 饱和振幅所满足的方程

假定泵浦光场为

$$\mathbf{e}_j(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{e}_x E_j(\mathbf{r}) \exp[i(\omega_j t - k_j z)] + \text{c. c.} \quad (j = 1, 2), \quad (1)$$

式中 ω_j, k_j 分别为两泵浦光的角频率和波矢,并假定 $\omega_1 \cong \omega_2 = \omega_0 \gg \Delta\omega, k_j \gg \Delta k, \Delta\omega = \omega_1 - \omega_2, \Delta k = k_1 - k_2$. 考虑 EPW 振幅远低于波破裂极限的情况,则在两束共线激光的拍频波驱动下 EPW 的电场 $\mathbf{e}_p(\mathbf{r}, t)$ 所满足的方程为^[10]

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nu_e \frac{\partial}{\partial t} + \omega_p^2 \right) \mathbf{e}_p(\mathbf{r}, t) = -\omega_p^2 \frac{m_e}{e} \nabla(\mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{V}_2), \quad (2)$$

式中 ν_e 为唯象引入的阻尼速率, $\omega_p = (4\pi n e^2 / m_e)^{1/2}$ 为等离子体振荡频率,其它各量具有通常的含义. $\nabla(\mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{V}_2)$ 为两泵浦光的有质动力驱动项, \mathbf{V}_j 为电子对光场 $\mathbf{e}_j(\mathbf{r}, t)$ 的线性响应速度.

$$\mathbf{V}_j = -\frac{c}{2i} \hat{e}_x \alpha_j(\mathbf{r}) \exp[i(\omega_j t - k_j z)] + \text{c. c.} \quad (j = 1, 2), \quad (3)$$

式中 $\alpha_j(\mathbf{r}) = e E_j(\mathbf{r}) / m_e \omega_j c$ 为光场 $\mathbf{e}_j(\mathbf{r}, t)$ 的归一化振幅. 在方程(2)中已经忽略 EPW 的热色散效应,其理由是此效应的贡献为 $u_e^2 / v_{ph}^2 \cong u_e^2 / c^2 \ll 1$, 这里 $v_{ph} = \Delta\omega / \Delta k \approx c$ 为 EPW 的相速度, $u_e = (T_e / m_e)^{1/2}$ 为电子的热速度. 将(3)式代入(2)式并对光场 ω_j 平均得

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \nu_e \frac{\partial}{\partial t} + \omega_p^2 \right) \mathbf{e}_p = -\omega_p^2 \frac{m_e c^2}{e} \nabla \left\{ \frac{\alpha_1 \alpha_2^*}{4} \exp[i(\Delta\omega t - \Delta k z)] + \text{c. c.} \right\}. \quad (4)$$

上式是描述 EPW 在激光拍频波驱动下增长及饱和的基本方程,假定 EPW 的饱和振幅为

$$\mathbf{e}_p(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} E_{\max} \cdot \mathbf{E}_p(\mathbf{r}) \exp[i(\Delta\omega t - \Delta k z)] + \text{c. c.}, \quad (5)$$

式中 $\mathbf{E}_p(\mathbf{r})$ 为 EPW 的归一化的饱和振幅, $E_{\max} = m_e \Delta\omega c / e$ 为 EPW 的冷等离子体波破裂极限电场^[7]. 将(5)式代入(4)式得

$$\left(\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} - 1 + i\frac{\nu_c}{\Delta\omega}\right)\mathbf{E}_p = -\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} \cdot \frac{c}{2\Delta\omega} [\nabla(\alpha_i\alpha_i^*) - i\Delta k\hat{e}_z\alpha_i\alpha_i^*], \quad (6)$$

假定泵浦光光强分布是柱对称的, 则 \mathbf{E}_p 可分解为纵向与径向分量

$$\mathbf{E}_p = E_{pz}\hat{e}_z + E_{pr}\hat{e}_r. \quad (7)$$

将(7)式代入(6)式, 可得 E_{pz} , E_{pr} 所满足的方程

$$\left(\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} - 1 + i\frac{\nu_c}{\Delta\omega}\right)E_{pz} = -\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} \cdot \frac{c}{2\Delta\omega} \cdot \left[\frac{\partial(\alpha_i\alpha_i^*)}{\partial z} - i\Delta k\alpha_i\alpha_i^*\right], \quad (8)$$

$$\left(\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} - 1 + i\frac{\nu_c}{\Delta\omega}\right)E_{pr} = -\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} \cdot \frac{c}{2\Delta\omega} \cdot \frac{\partial(\alpha_i\alpha_i^*)}{\partial r}. \quad (9)$$

以上两式就是 EPW 的饱和振幅所满足的方程. 由(9)式可知, EPW 电场的横向分量是由泵浦光强的横向分布不均匀性所驱动的.

由于激光-等离子体相互作用中的各种非线性效应, ω_p^2 是泵浦光强及 EPW 振幅的函数. 在我们所考虑的问题中, 非线性效应起因于有质动力排开等离子体. 在非均匀泵浦光及 EPW 的有质动力作用下, 等离子体密度轮廓具有如下的分布^[11]:

$$n = n_0 \exp[-\eta(|\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2 + |E_p|^2)], \quad (10)$$

式中 $\eta = m_e c^2 / 4(T_e + T_i)$, T_e , T_i 分别表示电子和离子温度, n_0 是没有电磁波时的平衡态等离子体密度. 相应地, ω_p^2 也具有同样的分布. 为简单起见, 假定两泵浦光强相等, $|\alpha_1|^2 = |\alpha_2|^2$, 并设 $\alpha^2 = |\alpha_1|^2 + |\alpha_2|^2$, 则 ω_p^2 的分布为

$$\omega_p^2 = \omega_{p0}^2 \exp[-\eta(\alpha^2 + |E_p|^2)], \quad (11)$$

式中 $\omega_{p0} = (4\pi n_0 e^2 / m_e)^{1/2}$ 为初始等离子体振荡频率. 方程(8), (9)和(11)结合泵浦光传播的波动方程就构成 EPW 激发和泵浦光传播问题的自治方程.

三、泵浦光束的“自陷”条件

在“自陷”光束的情况下, 光束自身通过非线性介电常数形成自聚焦波导, 则光束的横向分布不随传播坐标 z 变化, 则可假定

$$\alpha^2 = \alpha_0^2 \exp(-r^2/r_0^2), \quad (12)$$

式中 α_0^2 为轴线上的归一化光强, r_0 代表光束半径. 将(12)式代入(8), (9)两式可得

$$\left(\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} - 1 + i\frac{\nu_c}{\Delta\omega}\right)E_{pz} = i\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} \cdot \frac{\alpha^2}{4}, \quad (13)$$

$$\left(\frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} - 1 + i\frac{\nu_c}{\Delta\omega}\right)E_{pr} = \frac{\omega_p^2}{\Delta\omega^2} \cdot \frac{1}{2\Delta k r_0} \left(\frac{r}{r_0}\right) \cdot \alpha^2. \quad (14)$$

在导出以上两式过程中, 已应用 $\Delta\omega/\Delta k \approx c$. 因为我们感兴趣的是所激发的 EPW 饱和振幅的大小, 因此我们将 E_{pz} , E_{pr} 写成如下形式:

$$E_{pz} = \alpha_{pz} \exp(i\phi_z), \quad E_{pr} = \alpha_{pr} \exp(i\phi_r). \quad (15)$$

ϕ_z , ϕ_r 分别为它们的附加位相. 将(15)式代入(13), (14)两式并利用(11)式可得

$$\left\{\left(\frac{\nu_c}{\Delta\omega}\right)^2 + [1 - \delta^2 \exp(-\eta\alpha^2 - \eta\alpha_p^2)]^2\right\} \alpha_{pz}^2 = \delta^4 \exp[-2\eta(\alpha^2 + \alpha_p^2)] \cdot \frac{\alpha^2}{16}, \quad (16a)$$

$$\alpha_{pr} = \frac{2}{\Delta k r_0} \cdot \left(\frac{r}{r_0}\right) \cdot \alpha_{pz}, \quad (17)$$

式中 $\delta = \omega_{p0}/\Delta\omega$ 为离谐参数, $\alpha_p^2 = \alpha_{pz}^2 + \alpha_{pr}^2$.

根据标准的自聚焦理论^[12], 对于任意的非线性介电函数 $\epsilon_{NL}(\alpha^2)$, 光束的“自陷”条件为

$$\frac{1}{R_0^2} = \alpha_0^2 \cdot \frac{n_c}{n_0} \cdot \epsilon'_{NL}(\alpha_0^2), \quad (18)$$

式中 $R_0 = \omega_{p0} r_0 / c$ 为归一化的入射光半径, n_c 为临界密度, $\epsilon'_{NL}(\alpha_0^2) = \partial \epsilon_{NL}(\alpha_0^2) / \partial \alpha_0^2$. 在我们所研究的问题中, 非线性介电函数为

$$\epsilon_{NL}(\alpha^2) = 1 - \frac{n_0}{n_c} \exp(-\eta\alpha^2 - \eta\alpha_p^2). \quad (19)$$

将(19)式代入(18)式可得此时“自陷”条件为

$$\frac{1}{R_0^2} = \eta\alpha_0^2 \left(1 + \frac{\partial \alpha_{p0}^2}{\partial \alpha_0^2}\right) \exp(-\eta\alpha_0^2 - \eta\alpha_{p0}^2). \quad (20)$$

对于入射光光强与半径满足(20)式的泵浦光在等离子体中传播过程中, 光束的自身衍射效应与非线性介电函数引起的会聚效应正好抵消, 光束既不发散也不会聚, 形成自陷的光波导.

为了定量地研究自陷光束的 R_0 与 α_0^2 的关系, 首先须求解 (16a), (17) 两式, 以确定 α_{p0}^2 与 α_0^2 的关系. 由(17)式可知, 在轴线上 $\alpha_{pr0} = 0$, 因此 $\alpha_{p0}^2 = \alpha_{pz0}^2$. 因此 α_{p0}^2 由下式确定:

$$\left\{ \left(\frac{v_c}{\Delta\omega} \right)^2 + [1 - \delta^2 \exp(-\eta\alpha_0^2 - \eta\alpha_{p0}^2)] \right\} \cdot \eta\alpha_{p0}^2 = \delta^4 \exp[-2(\eta\alpha_0^2 + \eta\alpha_{p0}^2)] \cdot \frac{(\eta\alpha_0^2)^2}{16\eta}. \quad (21)$$

然而, 一般情况下, (21)式的解析解是得不到的. 在 $\delta = 1$ 的情况下, 尽管初始时刻 $\Delta\omega = \omega_p$, 但由于后来有质动力使等离子体密度降低, 导致频率匹配条件的破坏, 因此共振条件发生在 $\delta > 1$ 的某一最佳离谐参量 δ_{opt} , 此时有质动力引起的密度离谐被初始离谐所补偿. 将(21)式对 δ^2 求偏微商, 并令 $(\partial \alpha_{p0}^2 / \partial \delta^2)_{\delta_{opt}} = 0$, 则得最佳离谐参量 δ_{opt} 及其对应的 $\eta\alpha_{p0}^2$

$$\delta_{opt} = \left[\left(1 + \frac{v_c^2}{\Delta\omega^2} \right) \cdot \exp(\eta\alpha_0^2 + (\eta\alpha_{p0}^2)_{max}) \right]^{1/2}, \quad (22)$$

$$(\eta\alpha_{p0}^2)_{max} = \frac{1 + (v_c/\Delta\omega)^2}{(v_c/\Delta\omega)^2} \cdot \frac{(\eta\alpha_0^2)^2}{16\eta}. \quad (23)$$

相应地, 最佳初始等离子体密度为

$$n_{opt} = \left(\frac{\Delta\omega}{\omega_0} \right)^2 \cdot n_c \cdot \left[1 + \left(\frac{v_c}{\Delta\omega} \right)^2 \right] \cdot \exp[\eta\alpha_0^2 + (\eta\alpha_{p0}^2)_{max}]. \quad (24)$$

将(22), (23)式代入(20)式, 并考虑到对于一般的激光等离子体 $v_c/\Delta\omega \ll 1$, 则得到最佳离谐情况下光束半径与光强的关系为

$$\frac{1}{R_0^2} = \eta\alpha_0^2 \left[1 + \left(\frac{\Delta\omega}{\nu_c} \right)^2 \cdot \frac{\alpha_0^2}{8} \right] \cdot \exp \left[-\eta\alpha_0^2 - \left(\frac{\Delta\omega}{\nu_c} \right)^2 \frac{(\eta\alpha_0^2)^2}{16\eta} \right]. \quad (25)$$

根据(25)式, R_0 随归一化入射光强 $\eta\alpha_0^2$ 的变化如图 1 所示, 图中所取的等离子体参数为 $\nu_c/\Delta\omega = 10^{-3}$, $T_e = T_i = 1\text{keV}$. 利用数值解法还求解了 $\delta = 1$ 时 R_0 随 $\eta\alpha_0^2$ 的变化曲线. 由图 1 可知, 当 $\eta\alpha_0^2$ 较小时, R_0 随 $\eta\alpha_0^2$ 的增大而减小; 当 $\eta\alpha_0^2$ 增大到某一值以后, R_0 随 $\eta\alpha_0^2$ 迅速增大. R_0 的极小值约为 $R_0 \sim 1$ 的数量级, 相应的最小自陷光束半径 $(r_0)_{\min}$ 约为趋肤深度 c/ω_{p0} 的数量级. 此外, 当 $\eta\alpha_0^2$ 较小时, $\delta = 1$ 和 $\delta = \delta_{\text{opt}}$ 的两条曲线重合. 这是因为 $\eta\alpha_0^2$ 很小时有质动力引起的密度离谐效应很小, 因而 δ_{opt} 很接近于 1.

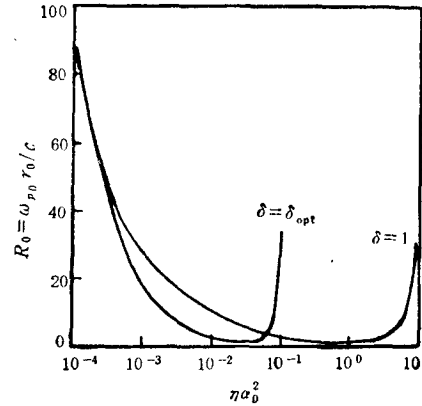


图 1 归一化的“自陷”光束半径随归一化的光强变化曲线

$T_e = T_i = 1\text{keV}; \nu_c/\Delta\omega = 10^{-3}$

注意在 $\nu_c/\Delta\omega \ll 1$ 时, $(\eta\alpha_{p0})_{\max}$ 的表达式与线性近似情况下 EPW 共振激发的表达式一致, 这充分说明最佳离谐时非线性效应引起的离谐与初始离谐抵消, EPW 恢复线性激发的结果.

四、EPW 振幅的频率响应和横向分布

假设 $\Delta k r_0 \gg 1$, 即在光束半径比 EPW 波长大得多的情况下, 则由 (17) 式可知 $\alpha_{pr} \ll \alpha_{pz}$, 因此, $\alpha_p^2 = \alpha_{pz}^2 + \alpha_{pr}^2 \approx \alpha_{pz}^2$, 则 α_{pz} 所满足的 (16a) 式可写成

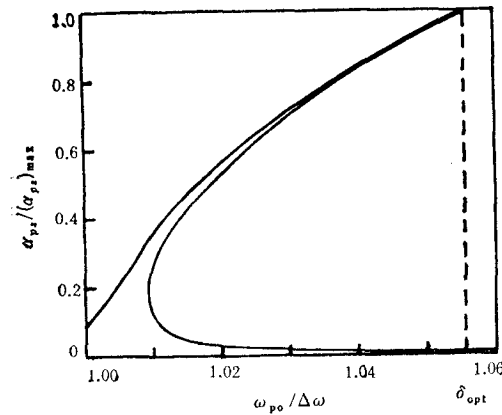


图 2 EPW 的频率响应曲线 $T_e = T_i = 1\text{keV}; \nu_c/\Delta\omega = 10^{-3}; \eta\alpha_0^2 = 0.01$

$$\begin{aligned} & \left\{ \left(\frac{\nu_c}{\Delta\omega} \right)^2 + [1 - \delta^2 \exp(-\eta\alpha^2 - \eta\alpha_{pz}^2)]^2 \right\} \eta\alpha_{pz}^2 \\ & = \delta^4 \exp(-2\eta\alpha^2 - 2\eta\alpha_{pz}^2) \frac{(\eta\alpha^2)^2}{16\eta}. \end{aligned} \quad (16b)$$

对于给定的泵浦光强 $\eta\alpha^2$, (16b) 式将确定 α_{pz} 随离谐参量的变化. 当 δ 满足 (22) 式时, α_{pz} 有最大值

$$(\alpha_{pz})_{\max} = \left[1 + \left(\frac{\nu_c}{\Delta\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \cdot \frac{\Delta\omega}{\nu_c} \cdot \frac{\alpha^2}{4}. \quad (26)$$

令 $A = \alpha_{pz}/(\alpha_{pz})_{\max}$, 则对于给定的 A , 由 (16b) 式可得频率响应曲线的两个分支, 分别对应于两个不同的离谐参量 δ_1 和 δ_2

$$\delta_i^2 \exp(-\eta\alpha^2 - \eta\alpha_{pz}^2) = \left[1 + \left(\frac{\nu_c}{\Delta\omega} \right)^2 \right] / \left[1 + \frac{\nu_c}{\Delta\omega} \left(\frac{1}{A^2} - 1 \right)^{1/2} \right], \quad (27)$$

$$\delta_z^2 \exp(-\eta\alpha^2 - \eta\alpha_{pz}^2) = \left[1 + \left(\frac{v_c}{\Delta\omega} \right)^2 \right] / \left[1 - \frac{v_c}{\Delta\omega} \left(\frac{1}{A^2} - 1 \right)^{1/2} \right]. \quad (28)$$

根据以上两式可得 EPW 的频率响应曲线,如图 2 所示. 在 $A = 1$ 时, $\delta_1 = \delta_2 = \delta_{opt}$, 因此两个分支在 $\delta = \delta_{opt}$ 点连结在一起.

对于(12)式所示的泵浦光强分布及各种离谐参量,我们利用数值法求解(16b)式和(17)式,得到 EPW 振幅的横向分布如图 3 所示. 在数值计算中所取的激光和等离子体参数为: $T_e = T_i = 1\text{keV}$, $v_c/\Delta\omega = 10^{-3}$, $\eta\alpha_0^2 = 0.01$ 对应于泵浦光强 $I \cdot \lambda_0^2 = 2.15 \times 10^{14} \text{W} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \mu\text{m}^2$, 以及 $\Delta k r_0 = 10\pi$ 对应于 $r_0 = 5\lambda_p$ (λ_p 为 EPW 波长). 由图 3 可见, EPW 的场分布呈现出独特的性质. 在 $\delta < \delta_{opt}$ 的情况下, α_{pz} 的横向分布具有自生波导的结构. 尽管泵浦光强分布是高斯型的, 所激发的 EPW 纵向分量 α_{pz} 的分布在波导内很接近于常数, 在波导外指数降低. 注意自生波导的半径并不等于泵浦光束半径, 并且随 δ 的增大而缩小. 此外, 当 $1 < \delta < \delta_{opt}$ 时, α_{pz} 分布在波导壁上具有不连续结构.

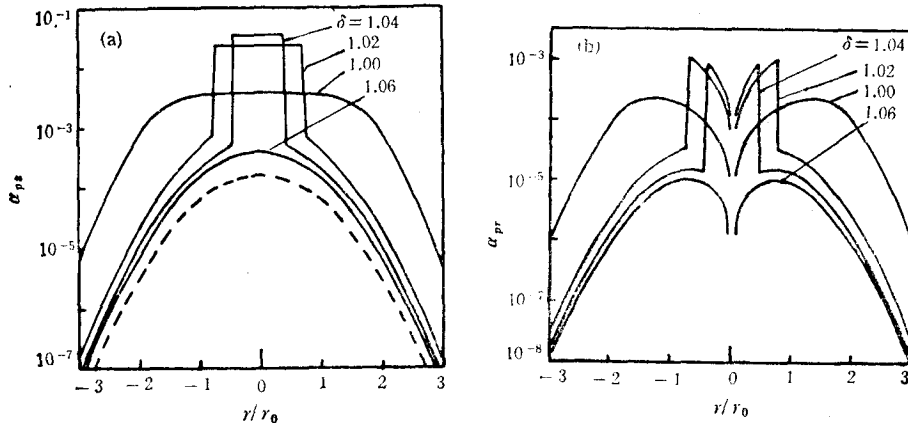


图 3 对应于各种离谐参量 δ , EPW 电场的纵向分量(a)和径向分量(b)的横向分布
(a)中虚线代表泵浦光强的横向分布(12)式

对于以上这种性质,我们可作如下解释. 为此我们先定义局域等离子体振荡频率

$$D = \frac{\omega_p}{\Delta\omega} = \delta \exp[-(\eta\alpha^2 + \eta\alpha_{pz}^2)/2]. \quad (29)$$

在最佳离谐 $\delta = \delta_{opt}$ 时, $D = \left[1 + \left(\frac{v_c}{\Delta\omega} \right)^2 \right]^{1/2} \approx 1$. 在 $\delta < \delta_{opt}$ 的情况下, 在轴线上 $D < 1$. 随着 r 的增大, 驱动光光强降低, 但 D 增大, 即非线性离谐量 $1-D$ 降低, 在波导内部两种效应相互补偿, 导致 α_{pz} 近似为常数. 在波导外部 $D > 1$, 则随着 r 的增大驱动光光强降低, 同时非线性离谐量增加, 因而导致 α_{pz} 的迅速降低. 在波导壁上 $D \approx 1$, 由频率响应曲线图 2 可知, 在内壁 $\alpha_{pz} \approx (\alpha_{pz})_{max}$, 而在外壁 α_{pz} 从最大值跃到图 2 虚线的右边, 因此在波导壁附近 α_{pz} 具有不连续分布.

从图 3(a)还可知, 当 $\delta > \delta_{opt}$ 时, α_{pz} 的分布与泵浦光强分布相近. 这是因为此时对任意的 r/r_0 均有 $D > 1$. 从频率响应曲线图 2 可知, 此时 α_{pz} 位于虚线的右边, 因此所激发的 EPW 振幅很小, EPW 对泵浦光的传播及等离子体密度轮廓的影响也很小, α_{pz} 的分布与泵浦光强接近.

致于 EPW 电场径向分量 α_{pr} 的分布, 由 (17) 式及 α_{pz} 的性质可知, 在波导内部 α_{pr} 近似与 r/r_0 成正比, 在波导壁上 α_{pr} 达到最大值, 在波导外部 α_{pr} 迅速降低, 正如图 3 (b) 所示.

由于 EPW 振幅分布的这些独特的性质, 使得我们能够近似地解析求解自生波导内的场振幅及波导半径. 由于在波导壁上 $D \approx 1$, 则得

$$\alpha_{pr} \approx \frac{\Delta\omega}{v_c} \cdot \frac{\alpha^2}{4}, \quad (30)$$

$$\delta^2 \exp(-\eta\alpha^2 - \eta\alpha_{pz}^2) \approx 1. \quad (31)$$

由以上两式并利用 (12) 式可解得波导内的 α_{pz} 以及波导半径 R 的近似表达式为

$$\alpha_{pz} = 2 \frac{v_c}{\Delta\omega} \left[-1 + \left(1 + \frac{\Delta\omega^2}{v_c^2} \cdot \frac{\ln \delta^2}{4\eta} \right)^{1/2} \right], \quad (32)$$

$$\left(\frac{R}{r_0} \right)^2 = \ln \alpha_0^2 - \ln \left(\frac{8v_c^2}{\Delta\omega^2} \right) - \ln \left[-1 + \left(1 + \frac{\Delta\omega^2}{v_c^2} \cdot \frac{\ln \delta^2}{4\eta} \right)^{1/2} \right]. \quad (33)$$

由此可见, 当 EPW 的场分布形成自生波导时, 波导内的 α_{pz} 近似与泵浦光强 α_0^2 无关, 并随等离子体温度和初始密度的增大而增大. 波导半径随泵浦光强的增大而增大, 随等离子体温度和初始密度的增大而缩小. 为了证实这一点, 对于不同的泵浦光强我们利用数值法计算了 (16b) 式, 结果如图 4 所示. 由图 4 可知, 近似的解析结果的预言与精确解符合得很好.

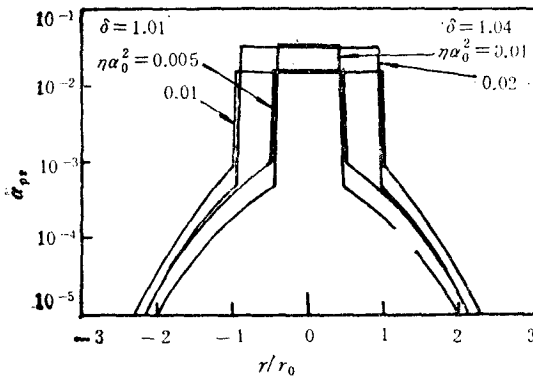


图 4 不同泵浦光强下 α_{pr} 分布的比较
 $T_e = T_i = 1 \text{ keV}; v_e/\Delta\omega = 10^{-3}$

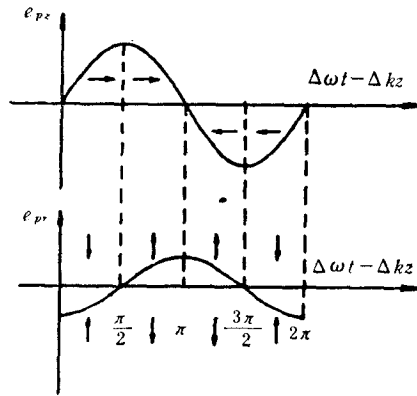


图 5 EPW 电场的纵向分量和径向分量示意图
箭头代表电场的方向

五、结论及讨论

本文从 EPW 拍频激发的基本方程出发导出了 EPW 饱和振幅所满足的方程, 自洽地研究了泵浦光的“自陷”条件, 并解析地得到了最佳离谐条件及其对应的最佳初始等离子体密度和最大 EPW 振幅. 最后应用数值法计算了 EPW 振幅的横向分布. 结果指出, 对于 $1 < \delta < \delta_{opt}$ 的情形, 尽管泵浦光强分布是高斯型的, 所激发的 EPW 横向分布具有自生波导的结构. 在波导内波振幅近似为常数, 在波导外指数衰减. 为了获得 TeV 数量级的超高能电子, 必须采用多级 PBWA, 此时长距离地维持光束、EPW 及被加速粒子的会聚问题变得尤其重要. 本文的研究表明, 只要泵浦光束半径与光强满足自陷条

件,则可克服光束及 EPW 的横向发散。

此外,本文的研究还得到了由于泵浦光束横向分布非均匀性所产生的 EPW 电场的径向分量,此分量将影响 PBWA 中被加速粒子束的聚焦问题。由(13)和(14)式可知,EPW 的径向分量 E_{pr} 比纵向分量 E_{pz} 落后 $\pi/2$ 位相(如图 5 所示)。在自生波导内部,由于 E_{pr} 的大小与径向坐标 r/r_0 成正比,则对于位于轴线上的粒子所受的横向力为零,因而不发散也不会聚。对于偏离轴线的粒子,由于前 1/4 周期内 E_{pr} 方向指向轴线,因而对粒子起会聚作用;而在后 1/4 周期内 E_{pr} 方向沿径向向外,因而对粒子起发散作用。至于最终结果是会聚还是发散,则要根据(32)式和(17)式以及粒子的初始条件求解粒子的轨迹才能确定。然而,被加速的带电粒子束本身产生的自生角向磁场将对粒子束产生很强的会聚作用,但这已超出本文的研究范围。

参 考 文 献

- [1] C. Joshi, *Physics Today*, January, (1987), S. 62.
- [2] C. Joshi *et al.*, *Nature*, **311**(1984), 525.
- [3] W. Horton and T. Tajima, *Phys. Rev.*, **A34**(1986), 4110.
- [4] T. Katsouleas and J. M. Dawson, *Phys. Rev. Lett.*, **51**(1983), 392.
- [5] K. Mima *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **57**(1986), 1421.
- [6] D. W. Forslund *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 558.
- [7] F. F. Chen, *Laser Driven Particle Accelerators*, UCLA, California 90024, (1984).
- [8] C. E. Clayton *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 2343.
- [9] C. Darrow *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1986), 2629.
- [10] 马锦秀、徐至展, *物理学报*, **36**(1987), 1.
- [11] 马锦秀、徐至展, *科学通报*, **32**(1987), 1109.
- [12] M. S. Sodha, A. K. Ghatak and V. K. Tripathi, in *Progress in Optics*, ed. E. Wolf, (1976), Vol. 13, p. 169.

EXCITATION OF ELECTRON PLASMA WAVES BY BEATING TWO SELF-TRAPPED LASER BEAMS

MA JING-XIU XU ZHI-ZHAN

(*Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, Academia Sinica*)

ABSTRACT

This paper presents and analyzes the focusing of pump beams and the excited EPW (electron plasma wave) in a PBWA (plasma-beat-wave accelerator) by beating two self-trapped laser beams. The equations governing the saturated amplitudes of EPW in nonuniform pump beams have been derived analytically. With these, the condition for self-trapping of pump beams has been studied self-consistently. The optimum frequency mismatch parameter and the corresponding optimum initial plasma density as well as the maximum amplitude of the EPW have been obtained analytically. The transverse distribution of the EPW for Gaussian pump profiles has been calculated numerically and shows peculiar characteristics for certain frequency mismatch parameters. In addition, the component of the EPW electric field due to the nonuniformity of pump beams has been obtained and its influence on particle acceleration in PBWA has been briefly discussed.