



·惯性约束聚变物理与技术·

激光偏振状态对磁化等离子体中电磁孤波的影响

段杭杭, 陈华英, 刘三秋

(南昌大学 理学院 物理系, 南昌 330031)

摘 要: 强激光与等离子体之间相互作用, 能够产生各种参量不稳定性过程和非线性效应。利用 Karpman 方法推导出横场包络所满足的非线性控制性方程, 在一维情况下, 获得孤波解。对孤波解进行分析, 发现波包孤子的半宽反比于振幅; 分析磁化等离子体中各参量对孤波半宽的影响。结果表明, 在右旋圆偏振激光情况下, 随着电子数密度的增大, 孤波的半宽逐渐减小, 而当磁场强度增大时, 孤波的半宽逐渐增大; 在左旋圆偏振激光情况下, 随着电子数密度的增大, 孤波的半宽逐渐增大, 而当磁场强度增大时, 孤波的半宽逐渐减小。

关键词: 磁化等离子体; 孤波; 右旋圆偏振激光; 左旋圆偏振激光

中图分类号: O534

文献标志码: A doi: 10.11884/HPLPB202234.210339

Influence of polarization of laser beam on solitary wave in magnetized plasma

Duan Hanghang, Chen Huaying, Liu Sanqiu

(Department of Physics, College of Science, Nanchang University, Nanchang 330031, China)

Abstract: The interaction between intense laser and plasma can produce various parametric instability processes and nonlinear effects. In this paper, the nonlinear equation satisfied by the transverse field envelope is derived by Karpman method, and the solitary wave solution is obtained in one-dimensional case. It is found that the half width of the solitary wave is inversely proportional to the amplitude of the laser beam. The influence of various parameters in magnetized plasma on the half width of the solitary wave is analyzed. The results show that for the case of right-hand circularly polarized laser, the half width of soliton decreases with the increase of electron number density, and increases with the increase of magnetic field intensity. In the case of left-hand circularly polarized laser, the half width of soliton increases with the increase of electron number density, and decreases with the increase of magnetic field intensity.

Key words: magnetized plasma; solitary wave; right-hand circularly polarized laser; left-hand circularly polarized laser

随着激光技术的快速发展, 激光科学迎来了从超短脉冲到超短超强脉冲的飞跃, 目前国内外的激光技术已经达到了很高水平, 例如密歇根大学的 HERCULES 聚焦功率密度已经达到 10^{22} W/cm²; 上海超强超短激光实验装置 (SULF) 实现了 10 PW 激光放大输出, 达到国际同类研究的领先水平^[1]。当高功率激光束照射在靶物质上时, 部分激光能量被吸收, 导致靶物质被加热, 电离而产生热等离子体, 也称之为激光等离子体^[2]。强激光在等离子体中的传播是当前研究的重要领域, 在“快点火”过程^[3]、惯性约束聚变^[4]、高次谐波的产生^[5]、X-射线激光^[6]等方面都有直接应用。另外, 强激光与等离子体相互作用能产生各种参量不稳定性以及线性和非线性效应^[7-12], 如调制不稳定性、电磁孤波、自聚焦、成丝和湍流等现象。在研究激光打靶问题时, 许多实验研究报告均表明, 激光在等离子体传播过程中在临界密度区域存在兆高斯的自生磁场。早在 1996 年, Korobkin 和 Serov 首次在激光与固体靶相互作用过程中发现了强磁场的存在^[13]。在激光核聚变的点火过程中, 激光产生的等离子体的临界面附近也能观察到很强的自生磁场。关于自生磁场产生机制的理论研究主要集中在以下方面^[2]: (1) 密度梯度和温度梯度产生的磁场;

* 收稿日期: 2021-08-03; 修订日期: 2021-12-12

基金项目: 江西省聚变能与信息控制重点实验室基金项目(20171BCD40005)

联系方式: 段杭杭, 2239406586@qq.com。

通信作者: 陈华英, chenhuaying@ncu.edu.cn。

(2)有质动力产生的机制;(3)调制激发机制;(4)逆法拉第效应。2000年,刘三秋、李晓卿等人采用动力论方法研究了激光等离子体中自生磁场产生的机制,并进行了数值计算^[14]。自生磁场和外加磁场都会影响激光与等离子体相互作用时产生的不稳定性。

强激光脉冲与磁化等离子体的相互作用是一个新的前沿研究领域。Rao等人研究了强激光脉冲沿外磁场传播时,在磁化等离子体中存在大振幅孤波的参数区^[15]。Shukla等人考虑了相对论性质量和有质动力非线性效应的综合影响,研究电磁波在均匀等离子体中沿外磁场的非线性传播情况,通过推导非线性波方程,获得了稳定的孤波解^[16]。Jha等人研究了激光脉冲在磁化等离子体中传播时的调制不稳定性,结果表明,磁场能够改变激光束调制空间的增长率^[17]。Mushtaq等人研究了对离子等离子体中离子声波在外磁场传播的线性和非线性特性,结果表明,传播方向、磁场和电子浓度对离子声孤波的非线性分布有显著影响,传播方向对孤子的振幅和宽度都有影响,而其他参数主要影响孤子的宽度^[18]。Borhanian等人研究了圆偏振激光在磁化等离子体中的传播特性,对包络孤子解进行了数值分析,结果表明,孤子在磁化等离子体中传播时,其振幅和形状没有本质的变化^[19]。陈华英等人研究了右旋椭圆偏振强激光束在磁化等离子体中传输时的调制不稳定性,结果表明,在激光等离子体的临界表面附近,调制不稳定性的增长率明显增加^[20]。阮诗森利用约化摄动法推导出了含电子的磁化对离子等离子体的离子磁声孤波方程,通过对解析解的数值分析,研究了孤波的结构随磁感应强度、等离子体粒子数密度和负离子的浓度的变化关系^[21]。翁苏明等人发现线偏振超短激光脉冲在强磁化等离子体中沿磁场方向传播时可逐渐分裂成2个圆偏振激光脉冲,研究表明,在强磁化等离子体中,左旋与右旋圆偏振光不仅具有不同的相速度,同时还具有不同的群速度^[22]。Zheng等人发现了一种在横向磁场条件下基于磁光双折射的等离子体波片,该等离子体波片可以在极高的激光功率下工作,并且这种波片可以同时改变偏振状态和提高峰值激光功率^[23]。

本文首先利用左(右)旋圆偏振激光在磁化等离子体中的非线性色散关系和Karpman方程,得到了一维情况下电磁孤波的解析形式,着重分析激光和磁化等离子体的各方面参数对电磁孤波形成的影响。本文研究磁化等离子体中电磁孤波的形成,这对于研究惯性约束聚变中激光的快点火过程具有重要的理论意义。

1 左(右)旋圆偏振激光在磁化等离子体中的非线性色散关系

考虑一束左(右)圆偏振激光在等离子体中沿z轴方向传播,电场矢量 \mathbf{E} 为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} = E_0(\mathbf{e}_x \pm i\mathbf{e}_y) e^{i(k_0 z - \omega_0 t)} \quad (1)$$

式中:振幅 $\mathbf{E}_0(\mathbf{r}, t)$ 是随时空缓变的复函数; \mathbf{r} 是位置矢量; t 是时间; k_0, ω_0 分别是入射激光的波数和频率; $\mathbf{e}_x, \mathbf{e}_y$ 分别是x轴和y轴方向的单位矢量。

式(1)中若取负号时,对应的波是左旋圆偏振波;若取正号时,对应的波是右旋圆偏振波。考虑到激光场和外加磁场引起的相对论效应和有质动力非线性效应,左(右)旋圆偏振激光在磁化等离子体的非线性色散关系

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \left[1 + \frac{q_e^2 E_{\perp}^2}{m_e^2 c^2 \omega^2} \left(1 + \frac{\omega_{Be}^2}{\omega^2} \right)^{-1} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{\omega \omega_{pe}^2}{\omega \mp \omega_{Be}} \quad (2)$$

式(2)等号右边的第二项包含非线性项,如果略去非线性项,式(2)可化为平行于磁场方向传播的左(右)旋圆偏振激光在磁化等离子体的线性色散关系

$$\omega^2 = k^2 c^2 + \frac{\omega \omega_{pe}^2}{\omega \mp \omega_{Be}} \quad (3)$$

2 非线性控制方程

1968年, Karpman 和 Krushkal 提出在非线形色散介质中,假定波场的振幅、波长等是关于时空的缓变函数,从非线性色散方程出发,推导出了具有一个偏振方向的波模的振幅所满足的非线性方程,即 Karpman 方程,也称为 Karpman 方法^[24]。

利用 Karpman 方法推导出横场包络所满足的非线性控制性方程

$$i \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} + v_g \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} v_g' \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} + \frac{1}{2} \frac{v_g}{k_0} \nabla_{\perp}^2 \Psi - \alpha |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (4)$$

式中: v_g 是群速度; $v_g' = \frac{\partial^2 \omega}{\partial k^2}$ 是在k空间的群加速度; ∇ 是 Hamilton 算子; α 是非线性系数, $\alpha = \frac{\partial \omega}{\partial |\psi|^2}$ 。式(4)即为

Karpman 方程, 其描述了具有一个及以上偏振方向的波模在非线性介质中的传播情况。

在一维情况下, $\nabla_{\perp}^2 \Psi = 0$, 式(4)可简化为

$$i \left(\frac{\partial \Psi}{\partial t} + v_g \frac{\partial \Psi}{\partial z} \right) + \frac{1}{2} v_g' \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} - \alpha |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (5)$$

取变量代换为

$$\zeta = z - v_g t, \quad \tau = v_g' t, \quad \beta = -\frac{\alpha}{v_g'}$$

化简得到

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial \zeta^2} + \beta |\Psi|^2 \Psi = 0 \quad (6)$$

式(6)为标准的非线性薛定谔方程, 它描述了激光在等离子体中传播的非线性演化。当强激光在等离子体中传播时, 将引起横等离子体波与驱动的离子声波之间的调制相互作用, 出现一种长波不稳定性, 即调制不稳定性。随着调制不稳定性的非线性发展, 高场强的区域越来越小, 而且场强会越来越高, 同时引起电磁场的坍塌, 并最终引起自聚焦、自成丝现象。在一维情况下, 形成稳定的孤波, 以恒定的速度向前传播。在 $\beta > 0$ 的情况下, 它可以捕获粒子以形成一种稳定的结构-孤子。

采用实变函数 $\sigma(\zeta, \tau)$ 和 $\phi(\zeta, \tau)$ 来表示复函数 Ψ , 得

$$\Psi = \sqrt{\sigma(\zeta, \tau)} e^{i\phi(\zeta, \tau)} \quad (7)$$

因而

$$i \frac{\partial \psi}{\partial \tau} = i \frac{1}{2\sqrt{\sigma}} \frac{\partial \sigma}{\partial \tau} e^{i\phi} - \sqrt{\sigma} \frac{\partial \phi}{\partial \tau} e^{i\phi} \quad (8)$$

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} = i e^{i\phi} \left[\sqrt{\sigma} \frac{\partial^2 \phi}{\partial \zeta^2} + \frac{1}{\sqrt{\sigma}} \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \frac{\partial \sigma}{\partial \zeta} \right] - \sqrt{\sigma} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \right)^2 e^{i\phi} + \frac{e^{i\phi}}{2\sqrt{\sigma}} \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \zeta^2} - \frac{1}{4} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \zeta} \right)^2 e^{i\phi} \sigma^{-\frac{3}{2}} \quad (9)$$

代入式(6)可以得到两个方程(分别对应虚部和实部)

$$\frac{\partial \zeta}{\partial \tau} + \frac{\partial}{\partial \zeta} \left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \right) = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \right)^2 = \frac{1}{8} \frac{\partial}{\partial \sigma} \left[4\beta \sigma^2 + \frac{1}{\sigma} \left(\frac{\partial \sigma}{\partial \zeta} \right)^2 \right] \quad (11)$$

由于孤波在传播的过程中振幅保持不变, 可先求满足如下条件的解

$$\frac{\partial}{\partial \tau} |\Psi|^2 \equiv \frac{\partial}{\partial \tau} \sigma = 0 \quad (12)$$

此时, 式(10)中 $\left(\sigma \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \right)$ 与 ζ 无关, 只与 τ 有关, 则式(10)变为

$$\sigma \frac{\partial \phi}{\partial \zeta} = C(\tau) \quad (13)$$

由于 σ 只是 ζ 的函数, 故式(9)右端也仅依赖于 ζ , 即有

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \phi + \frac{1}{2} \left(\frac{\partial \phi}{\partial \zeta} \right)^2 = f(\zeta) \quad (14)$$

将上式对 ζ 和 τ 求导, 并考虑到式(13), 则有

$$\frac{\partial^3 \phi}{\partial \tau^2 \partial \zeta} - \frac{1}{\sigma^3} \frac{d\sigma}{d\zeta} \frac{dC^2(\tau)}{d\tau} = 0 \quad (15)$$

再将式(13)对 τ 求二阶导, 则有

$$\frac{\partial^3 \phi}{\partial \tau^2 \partial \zeta} = \frac{1}{\sigma} \frac{d^2 C(\tau)}{d\tau^2} \quad (16)$$

使式(15)和式(16)相减, 得到

$$\frac{\frac{d^2 C(\tau)}{d\tau^2}}{\frac{dC^2(\tau)}{d\tau}} = \frac{1}{\sigma^2} \frac{d\sigma}{d\zeta} = \text{const} \quad (17)$$

因为等式左边为 τ 的函数, 中间为 ζ 的函数, 所以式(17)最终只能等于常数。不能选取 $\sigma^{-2} \frac{d\sigma}{d\zeta}$ 为常数的解, 这时 σ 和 τ 无关, 因此它不是行波解。只有 $C(\tau)$ 为常数, 从而使得式(17)为恒等式, 式(13)成为

$$\phi = \int \frac{C_1}{\sigma} d\zeta + A(\tau) \quad (18)$$

式中: C_1 为常数, $A(\tau)$ 为常数项。则有

$$\frac{\partial \phi}{\partial \tau} = f(\zeta) - \frac{1}{2} \left(\frac{C_1}{\sigma} \right)^2 = f_1(\zeta) = \Omega \quad (19)$$

式(19)从式(14)右端为 ζ 的函数看出, 故

$$\phi = \int \frac{C_1}{\sigma} d\zeta + \Omega\tau + \phi_0 \quad (20)$$

将式(18)代入式(19), 则有

$$\left(\frac{d\sigma}{d\zeta} \right)^2 = -4\beta\sigma^3 + 8\Omega\sigma^2 + C_2\sigma - 4C_1^2 \quad (21)$$

式中: C_2 为常数。

我们令 $\zeta \rightarrow \pm\infty$ 时, $|\Psi|^2 = \sigma$ 的渐近值为 σ_D , 由于场在无穷远处不增长, 自然要求场振幅在无限远处各阶导数(至少二阶导)为零, 即 $\frac{\partial \sigma}{\partial \zeta}|_{\sigma_D} = \frac{\partial^2 \sigma}{\partial \zeta^2}|_{\sigma_D} = 0$; 另外, 假定 $|\Psi|^2 = \sigma = \sigma_s$ 时达到极值, 极值对应孤波的振幅取最大值, 即 $\frac{\partial \sigma}{\partial \zeta}|_{\sigma_s} = 0$, $\frac{\partial^2 \sigma}{\partial \zeta^2}|_{\sigma_s} \neq 0$ 。因此 $\frac{d\sigma}{d\zeta}$ 仅在两个 σ 值(σ_D , σ_s)处为0, 且在 $\sigma = \sigma_D$ 处式(21)右边有重根。于是在 $\beta > 0$ 时, 将式(21)右边的三次多项式写为

$$-4\beta(\sigma - \sigma_D)^2(\sigma - \sigma_s) = -4\beta[\sigma^3 - (2\sigma_D + \sigma_s)\sigma^2 + \sigma_D(\sigma_D + 2\sigma_s)\sigma - \sigma_s\sigma_D^2] \quad (22)$$

并且由于

$$\left(\frac{d\sigma}{d\zeta} \right)^2 = -4\beta(\sigma - \sigma_D)^2(\sigma - \sigma_s) \geq 0 \quad (23)$$

在 $\beta > 0$ 时, $\sigma \leq \sigma_s$, 即 $\sigma_D \leq \sigma \leq \sigma_s$, $C_1 = 0$, $C_2 = 0$ 。因此

$$\left(\frac{d\sigma}{d\zeta} \right)^2 = -4\beta\sigma^2(\sigma - \sigma_s) = 4\beta\sigma^2\sigma_s(1 - \sigma/\sigma_s) \quad (24)$$

将式(24)积分, 即

$$\sigma = \sigma_s \text{sech}^2 \sqrt{\beta\sigma_s} \zeta \quad (25)$$

同时, 由于 $C_1 = 0$, 由式(20)得到

$$\phi = \Omega\tau + \phi_0 \quad (26)$$

定义 $E^R(\zeta, \tau)$ 的振幅为

$$E_0 = |E^R(\zeta, \tau)| = \sqrt{\sigma_s} \quad (27)$$

根据式(25)~式(27), 我们得到如下形式的孤波解

$$E^R(\zeta, \tau) = \left(\sqrt{\sigma_s} \text{sech} \sqrt{\beta\sigma_s} \zeta \right) e^{i(\Omega\tau + \phi_0)} \quad (28)$$

其中波包孤子的半宽

$$d = \frac{1}{\sqrt{\beta\sigma_s}} \quad (29)$$

3 讨论

3.1 右旋圆偏振强激光

由右旋圆偏振强激光在磁化等离子体中的非线性色散关系, 得非线性系数

$$\alpha = -\frac{q_e^2 \omega_{pe}^2 \omega (\omega + \omega_{Be})}{2m_e^2 c^2 (\omega^2 + \omega_{Be}^2) (2\omega^3 + \omega_{pe}^2 \omega_{Be})} \quad (30)$$

代入到波包孤子半宽公式得到

$$d = \frac{1}{\sqrt{\beta \sigma_s}} = \frac{1}{\sqrt{-\frac{\alpha}{v'_g} E_0}} \quad (31)$$

引入以下无量纲化参量

$$A = \frac{\omega_{pe}}{\omega}, \quad B = \frac{\omega_{Be}}{\omega}, \quad P = \frac{|q_e| E_0}{m_e c \omega}, \quad D = \frac{d \omega}{c}$$

式中: A 和 B 分别是无量纲化电子的数密度和磁场强度; P 是无量纲化振幅; D 是无量纲化孤波半宽。

为研究激光与磁化等离子体相互作用过程, 我们对解析式进行数值分析。研究激光和磁化等离子体参数(如激光功率、电子的数密度、磁场强度等)的变化对电磁孤波形成的影响。数值分析中, 激光的频率 $\omega_0 = 1.88 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$, 激光的功率取为 10^{17} W/cm^2 和 10^{18} W/cm^2 , 即 $P=0.271$ 和 0.857 , 电子的数密度等相应的参数变化范围约为: $A = \frac{\omega_{pe}}{\omega_0} < 1$, $B = \frac{\omega_{Be}}{\omega} \ll 1$, 所以我们分别取 A 为 0.5 和 0.7 , B 取 0.05 和 0.10 。

我们分析在右旋圆偏振强激光和激光功率不变的情况下, 电子的数密度的变化对波包孤子半宽的影响。图1、图2分别给出的是波包孤子半宽随电子的数密度的变化规律。数值分析时, 选择的参数为: $P=0.271$, $P=0.857$, $B=0.05$, $B=0.10$ 。从图1、图2中可以发现, 在给定激光功率、磁场强度的情况下, 当电子数密度增加时, 孤子的半宽逐渐减小。图3、图4分别给出了波包孤子半宽随磁场强度的变化规律。数值分析时, 选择的参数为: $P=0.271$, $P=0.857$, $A=0.5$, $A=0.7$ 。从图3、图4中可以发现, 在给定激光功率、电子数密度的情况下, 当磁场强度增大时, 孤波

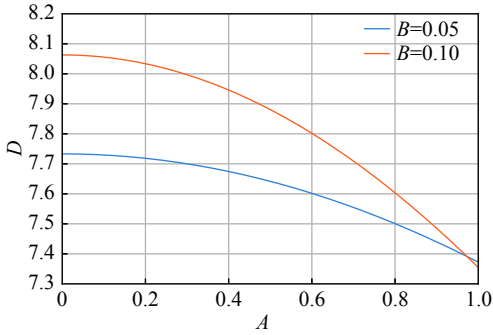


Fig. 1 Variation of solitary wave half width with electron number density at $P = 0.271$

图1 当 $P=0.271$ 时, 孤波半宽随电子数密度的变化

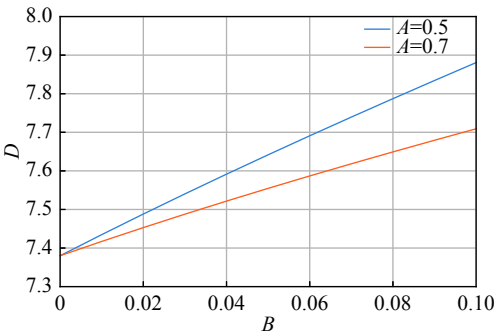


Fig. 3 Variation of solitary wave half width with magnetic field intensity at $P = 0.271$

图3 当 $P=0.271$ 时, 孤波半宽随磁场强度的变化

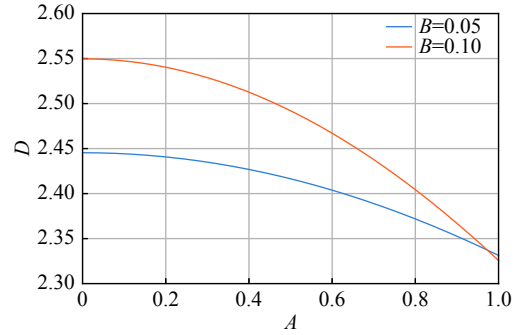


Fig. 2 Variation of solitary wave half width with electron number density at $P = 0.857$

图2 当 $P=0.857$ 时, 孤波半宽随电子数密度的变化

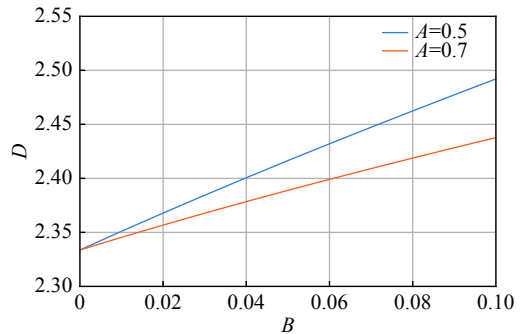


Fig. 4 Variation of solitary wave half width with magnetic field intensity at $P = 0.857$

图4 当 $P=0.857$ 时, 孤波半宽随磁场强度的变化

的半宽逐渐增加。

3.2 左旋圆偏振强激光

由左旋圆偏振强激光在磁化等离子体中的非线性色散关系,得非线性系数

$$\alpha = -\frac{q_e^2 \omega_{pe}^2 \omega (\omega - \omega_{Be})}{2m_e^2 c^2 (\omega^2 + \omega_{Be}^2) (2\omega^3 - \omega_{pe}^2 \omega_{Be})} \quad (32)$$

代入到波包孤子半宽公式得到

$$d = \frac{1}{\sqrt{\beta \sigma_s}} = \frac{1}{\sqrt{-\frac{\alpha}{v_g'} E_0}} \quad (33)$$

引入以下无量纲化参量

$$A = \frac{\omega_{pe}}{\omega}, \quad B = \frac{\omega_{Be}}{\omega}, \quad P = \frac{|q_e| E_0}{m_e c \omega}, \quad D = \frac{d\omega}{c}$$

式中: A 和 B 分别是无量纲化电子的数密度和磁场强度; P 是无量纲化振幅; D 是无量纲化孤波半宽。

我们分析在左旋圆偏振强激光和激光功率不变的情况下,电子的数密度的变化对波包孤子半宽的影响。图5、图6分别给出的是波包孤子半宽随电子的数密度的变化规律。数值分析时,选择的参数为: $P=0.271, P=0.857, B=0.05, B=0.10$ 。从图5、图6中可以发现,在给定激光功率,磁场强度的情况下,当电子数密度 A 增加时,孤波的半宽逐渐增加。图7、图8分别给出了波包孤子半宽随磁场强度的变化规律。数值分析时,我们选择的参数为: $P=0.271, P=0.857, A=0.5, A=0.7$ 。从图7、图8中可以发现,在给定激光功率、电子数密度的情况下,当磁场强度增大时,孤波的半宽逐渐减小。

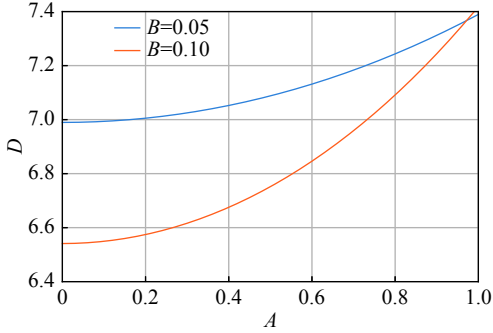


Fig. 5 Variation of solitary wave half width with electron number density at $P=0.271$

图5 当 $P=0.271$ 时,孤波半宽随电子数密度的变化

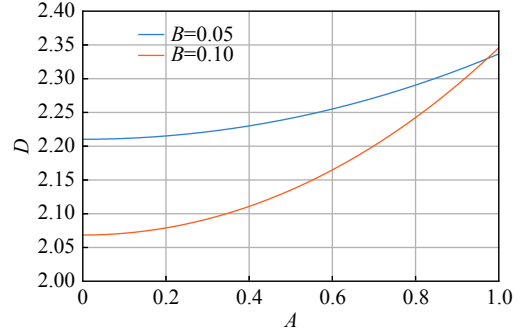


Fig. 6 Variation of solitary wave half width with electron number density at $P=0.857$

图6 当 $P=0.857$ 时,孤波半宽随电子数密度的变化

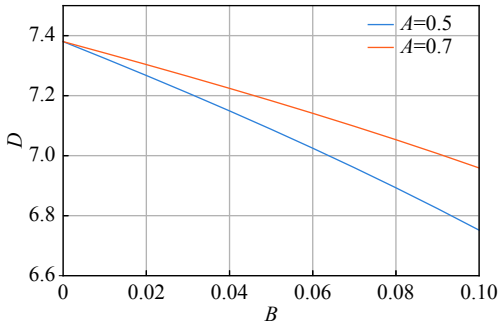


Fig. 7 Variation of solitary wave half width with magnetic field intensity at $P=0.271$

图7 当 $P=0.271$ 时,孤波半宽随磁场强度的变化

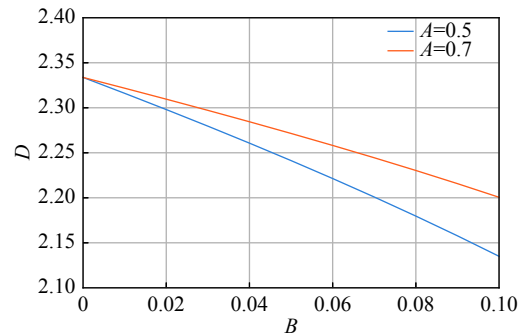


Fig. 8 Variation of solitary wave half width with magnetic field intensity at $P=0.857$

图8 当 $P=0.857$ 时,孤波半宽随磁场强度的变化

4 结 论

本文采用 Karpman 方法得到横场包络所满足的非线性控制性方程,推导出磁化等离子体中的电磁孤波,分析

了各参量对电磁孤波结构的影响。在右旋圆偏振激光情况下,随着电子数密度增大,孤波的半宽逐渐减小,而当磁场强度增大时,孤波的半宽逐渐增大;在左旋圆偏振激光情况下,随着电子数密度增大,孤波的半宽逐渐增大,而当磁场强度增大时,孤波的半宽逐渐减小。

致 谢 感谢江西省聚变能与信息控制重点实验室全体老师给予的指导和帮助。

参考文献:

- [1] 冷雨欣. 上海超强超短激光实验装置[J]. *中国激光*, 2019, 46: 0100001. (Leng Yuxin. Shanghai superintense ultrafast laser facility[J]. *Chinese Journal of Lasers*, 2019, 46: 0100001)
- [2] 陈华英. 强激光在磁化等离子体中调制不稳定性及坍塌研究[D]. 南昌: 南昌大学, 2011: 8-13. (Chen Huaying. Study on modulation instability and collapse of intense laser beam in magnetized plasma[D]. Nanchang: Nanchang University, 2011: 8-13)
- [3] 毕碧, 周维民, 单连强, 等. 皮秒短脉冲X射线背光诊断快点火靶丸压缩面密度[J]. *强激光与粒子束*, 2020, 32: 042001. (Bi Bi, Zhou Weimin, Shan Lianqiang, et al. Density diagnosis based on ps-duration-pulse X-ray backlighting for fast ignition compression[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2020, 32: 042001)
- [4] 单连强, 吴凤娟, 袁宗强, 等. 激光惯性约束聚变动理学效应研究进展[J]. *强激光与粒子束*, 2021, 33: 012004. (Shan Lianqiang, Wu Fengjuan, Yuan Zongqiang, et al. Research progress of kinetic effects in laser inertial confinement fusion[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2021, 33: 012004)
- [5] 徐新荣, 仲丛林, 张钰, 等. 强激光等离子体相互作用驱动高次谐波与阿秒辐射研究进展[J]. *物理学报*, 2021, 70: 084206. (Xu Xinrong, Zhong Conglin, Zhang Yi, et al. Research progress of high-order harmonics and attosecond radiation driven by interaction between intense lasers and plasma[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70: 084206)
- [6] 沈百飞, 吉亮亮, 张晓梅, 等. 强场X射线激光物理[J]. *物理学报*, 2021, 70: 084101. (Shen Baifei, Ji Liangliang, Zhang Xiaomei, et al. High field X-ray laser physics[J]. *Acta Physica Sinica*, 2021, 70: 084101)
- [7] 余诗瀚, 李晓峰, 翁苏明, 等. 激光等离子体不稳定性及其抑制方案研究[J]. *强激光与粒子束*, 2021, 33: 012006. (Yu Shihan, Li Xiaofeng, Weng Suming, et al. Laser plasma instabilities and their suppression strategies[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2021, 33: 012006)
- [8] 刘明萍, 柳剑鹏, 罗荣祥, 等. 强激光脉冲在部分剥离等离子体中的传播特性[J]. *强激光与粒子束*, 2014, 26: 072006. (Liu Mingping, Liu Jianpeng, Luo Rongxiang, et al. Propagation properties of an intense laser pulse in partially stripped plasma[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2014, 26: 072006)
- [9] 崔少燕, 吕欣欣, 辛杰. 广义非线性薛定谔方程描述的波塌缩及其演变[J]. *物理学报*, 2016, 65: 040201. (Cui Shaoyan, Lü Xinxin, Xin Jie. Collapse and evolution of wave field based on a generalized nonlinear Schrödinger equation[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65: 040201)
- [10] 刘笑兰, 李晓卿. 超强激光等离子体中的相对论性朗缪尔孤子[J]. *激光技术*, 2013, 37(5): 627-630. (Liu Xiaolan, Li Xiaoqing. Relativistic Langmuir solitons in ultrapowerful laser plasma[J]. *Laser Technology*, 2013, 37(5): 627-630)
- [11] Dewan H, Uma R, Sharma R P. Generation of kinetic Alfvén wave and whistler waves by parametric decay of high power laser in laser-plasma interaction[J]. *Physics of Plasmas*, 2020, 27: 032111.
- [12] Wu Dong, Yu W, Fritzsche S, et al. Formation of relativistic electromagnetic solitons in over-dense plasmas[J]. *Physics of Plasmas*, 2019, 27: 063107.
- [13] Korobkin V V, Serov R V. Investigation of the magnetic field of a spark produced by focusing laser radiation[J]. *Journal of Experimental and Theoretical Physics Letters*, 1966, 4: 70-72.
- [14] Liu Shanqiu, Li Xiaoqing. Self-generated magnetic field by transverse plasmons in laser-produced plasma[J]. *Physics of Plasmas*, 2000, 7(8): 3405-3412.
- [15] Rao N N, Shukla P K, Yu M Y. Strong electromagnetic pulses in magnetized plasmas[J]. *The Physics of Fluids*, 1984, 27(11): 2664-2668.
- [16] Zank G P, Greaves R G. Linear and nonlinear modes in nonrelativistic electron-positron plasmas[J]. *Physical Review E*, 1995, 51(6): 6079-6090.
- [17] Jha P, Kumar P, Raj G, et al. Modulation instability of laser pulse in magnetized plasma[J]. *Physics of Plasmas*, 2005, 12: 123104.
- [18] Mushtaq A, Saeed R, Haque Q, et al. Ion acoustic solitary waves in magnetized pair-ion electron plasmas[J]. *Physics of Plasmas*, 2009, 16: 084501.
- [19] Shen Baifei, Yu M Y, Li Ruxin. Ultrashort relativistic electromagnetic solitons[J]. *Physical Review E*, 2004, 70: 036403.
- [20] Chen Huaying, Liu Sanqiu, Li Xiaoqing. Modulation instability by intense laser beam in magnetized plasma[J]. *Optik*, 2011, 122(7): 599-603.
- [21] 阮诗森. 磁化等离子体中非线性波特性的研究[D]. 武汉: 华中科技大学, 2014: 12-14. (Ruan Shisen. Investigation on the properties of nonlinear waves in magnetized plasmas[D]. Wuhan: Huazhong University of Science and Technology, 2014: 12-14)
- [22] Weng Suming, Zhao Qian, Sheng Zhengming, et al. Extreme case of Faraday effect: magnetic splitting of ultrashort laser pulses in plasmas[J]. *Optica*, 2017, 4(9): 1086-1091.
- [23] Zheng Xiaolong, Weng Suming, Zhang Zhe, et al. Simultaneous polarization transformation and amplification of multi-petawatt laser pulses in magnetized plasmas[J]. *Optics Express*, 2019, 27(14): 19319-19330.
- [24] Karpman V I, Krushkal E M. Modulated waves in nonlinear dispersive media[J]. *Soviet Physics JETP*, 1969, 28(2): 277-281.