



·惯性约束聚变物理与技术·

相对论热等离子体中电子声波的非线性频移*

钱平通^{1,2}, 张小波¹, 黄茂¹, 薛具奎¹

(1. 西北师范大学 物理与电子工程学院, 兰州 730070; 2. 西南交通大学 希望学院, 成都 610400)

摘 要: 研究了相对论电磁波在热等离子体中传播时的色散特性以及由于非线性电子声波激发引起的电子声波的非线性频移。基于相对论激光在热等离子体中传播的电磁流体物理模型, 采用流体的非线性频移理论, 利用微扰法得到了描述相对论激光与热等离子体相互作用时谐波产生的非线性频移方程。结果表明, 等离子体密度、电子温度和一阶谐波振幅是决定相对论热等离子体中非线性频移的主要因素。在弱激发下, 非线性频移随着电子温度和一阶谐波振幅的增大而增大, 等离子体密度抑制非线性频移。电子声波非线性频移对等离子体密度和电子温度的依赖表现出了强烈的非线性特征。研究结果为深入理解高能激光与热等离子体相互作用中谐波的产生及引起的非线性频移提供了理论依据。

关键词: 电磁脉冲; 热等离子体; 电子声波; 非线性频移

中图分类号: O539

文献标志码: A

doi: 10.11884/HPLPB202436.230136

Nonlinear frequency shift of electron acoustic waves in relativistic hot plasma

Qian Pingtong^{1,2}, Zhang Xiaobo¹, Huang Mao¹, Xue Jukui¹

(1. College of Physics and Electronic Engineering, Northwest Normal University, Lanzhou 730070, China;

2. Hope College, Southwest Jiaotong University, Chengdu 610400, China)

Abstract: Based on the electromagnetic fluid model, the effects of electron temperature and plasma density on the nonlinear frequency shift of electron acoustic wave in a relativistic hot plasma are investigated. The nonlinear frequency shift equation of electron acoustic wave is obtained by using the nonlinear frequency shift theory and perturbation method. The results show that the plasma density, the first harmonic amplitude and the electron temperature are the main factors that determine the nonlinear frequency shift of electron acoustic wave in relativistic hot plasma. For weak excitation, the nonlinear frequency shift increases with the increase of electron temperature and the first harmonic amplitude, and the plasma density inhibits the nonlinear frequency shift. The impact of electron temperature and the plasma density on nonlinear frequency shift shows a strong nonlinear character. The results provide a theoretical evidence for understanding the high power laser-plasma interaction and the generation of harmonics.

Key words: electromagnetic pulse, hot plasma, electron acoustic wave, nonlinear frequency shift

近年来, 科学家们对激光和等离子体相互作用引起的非线性现象进行了广泛的实验和理论研究^[1-3]。相对论激光和热等离子体相互作用会产生许多丰富有趣的非线性现象^[4-6]。目前, 激光等离子体尾场的产生^[7-9], 激光等离子体相互作用下尾场到孤子的转变^[10-11], 电子加速^[12-13], 非线性激发等离子波^[14]和激光等离子体中的谐波效应^[15]等方面有广泛的研究。其中关于非线性离子、电子声波及其朗道阻尼的研究在激光驱动器等方面备受关注^[16-19]。众所周知, 当一束强激光脉冲在等离子体中传播时, 等离子体中的电子会受到有质动力的作用在纵向产生振荡, 产生等离子体波。在一定条件下, 激光会与激发的等离子体波再次作用后产生谐波, 谐波的产生和粒子捕获是导致等离子体波非线性频移的主要因素^[20-21]。

电子等离子体波的非线性行为是等离子体物理学的一个基本课题。电子等离子体波和离子声波的特性及其捕获粒子的自洽分布是非线性电子声波理论研究的核心^[22-26]。人们先后研究了冷等离子体中非线性等离子体振荡

* 收稿日期: 2023-04-16; 修订日期: 2023-12-23

基金项目: 国家自然科学基金项目 (12305276、11865014、11765017、11764039); 甘肃省自然科学基金项目 (22JR5RA174); 甘肃省高等学校创新能力提升项目 (2022A-011); 西北师范大学科技创新项目 (NWNLU-LKQN2022-05)

联系方式: 钱平通, 1258452155@qq.com.

通信作者: 薛具奎, xuejk@nwnu.edu.cn.

的频移^[27]和热等离子体中的非线性等离子体波^[28-30]。Albright 等人研究了离子俘获和电子俘获诱导的离子声波弯曲和破裂^[31], 他们的研究表明, 粒子捕获产生的非线性频移会受到离子声波的弯曲和破裂的影响。研究发现光波共振衰减为散射光波、离子声波和电子声波在惯性约束聚变的点火方案中发挥着重要作用^[17-18, 32-35]。在这些工作中, 只考虑了捕获粒子的作用和分布函数影响, 并且主要考虑了流体和动力学效应的贡献, 而谐波的非线性贡献在很大程度上被忽略了。Winjum 等人研究表明谐波激发引起的非线性频移是电子等离子体波的非线性现象^[36], 在没有动力学效应的情况下, 使用流体模型计算了等离子体波(对于任意波数)的非线性频移。发现该偏移是由谐波引起的, 并且与波幅的平方成正比。O'Neil 等人研究表明, 在电子声波的情况下, 电子会发生几次俘获振荡, 并且大振幅波将演化为准 BGK 解(Bernstein、Green、Kruskal 提出的 Vlasov 方程非线性行波解)^[37]。非线性等离子体波频移是激光和等离子体相互作用后产生的非常重要的非线性过程之一, 它对惯性约束聚变中确定激光驱动器受激拉曼散射的饱和和阈值方面具有非常重要的意义。目前对等离子体波非线性频移的研究大多针对冷等离子体中离子声波的非线性频移, 而对相对论激光与热等离子体相互作用引起的电子声波的非线性频移的研究仍然是空白。事实上, 在一些聚变方案中, 激光的相对论效应对一些聚变点火的关键因素也产生了重要的影响。例如: 在锥型快点火方案中, 一束强的激光脉冲通过低密度等离子体后会发生相对论性自聚焦效应以及丝化现象, 激光强度有可能达到或超过相对论强度, 从而对该方案中相对论性高能电子束的激发产生影响。在间接惯性约束聚变中, 束间能量转移(CEBT)过程使得内束激光的强度进一步提升, 激光的相对论效应对腔体内部的电子等离子体波(SRS 过程)的激发以及 X 射线的激发变得极为重要。显然, 考虑相对论效应以及温度效应的电子等离子体波将对惯性约束聚变中的许多物理过程(电子能量沉积、SRS 过程的激发、饱和以及抑制以及 X 射线的产生)的研究都具有重要的研究意义。更为关键的是, 目前国内外都开始筹建一系列高强度的 PW 甚至百 PW 量级的大型激光装置, 这些装置的实现将会对未来惯性约束聚变中研究激光的相对论效应提供可能的研究平台以及使得聚变方案获得更高的能量增益。

本文主要研究了等离子体密度和电子温度对相对论热电子声波非线性频移的影响, 分析了当相对论激光脉冲在热等离子体中传播时等离子体密度和电子温度对谐波产生引起的非线性等离子体波频移的影响。从描述相对论激光与热等离子体相互作用的磁流体-麦克斯韦方程出发, 通过非线性频移理论给出激光以及等离子体参数与非线性频移的关系, 获得热相对论非线性等离子体电子声波的色散关系, 分析各参数对频移的影响。

1 模型和理论分析

本文研究相对论电磁波在热等离子体中传播时的色散, 以及由于非线性电子声波激发而导致的非线性频移。电磁波的传播和色散可以用相对论热流体模型来描述。在温度不变的情况下, 热的相对论性等离子体流体可以用磁流体场理论来描述。这里我们认为离子是不动的, 只考虑电子的运动。并且假设电磁脉冲沿着 x 轴传播。采用非线性频移理论求解流体麦克斯韦方程组。所有场都依赖于 (x, t) , 并使用库仑规范。热相对论一维电磁流体方程可以简化为以下形式^[38-40]

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = \frac{e(n_e - n_0)}{\epsilon_0} \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_e v_x) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{d}{dt}(f \gamma m_e v_x) = e \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{e^2}{2\gamma m_e} \frac{\partial A^2}{\partial x} - \frac{1}{n_e \gamma} \frac{\partial p_e}{\partial x} \quad (3)$$

$$\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\mu_0 e n_e A}{\gamma m_e} \quad (4)$$

$$\gamma = \sqrt{\frac{1 + a^2}{1 - v_x^2/c^2}} \quad (5)$$

式中: A 、 n_e 、 v_x 、 ϕ 、 p_e 和 γ 分别是激光矢量、电子数密度、电子速度、标量势、压力和相对论因子; e 是电子电荷, m_e 是电子质量, n_0 表示中性背景场等离子体密度, c 是光速, $d/dt \equiv \partial/\partial t + v_x \partial/\partial x$ 是随体导数项。热效应 $f = f(T) = K_3(m_e c^2/K_B T)/K_2(m_e c^2/K_B T)$ 来描述, 其中 K_B 是玻耳兹曼常数, T 是电子温度, K_n 代表 n 阶修正贝塞尔函数^[41], 这里

$n = 2, 3$ 。在低温极限 $K_B T \ll m_e c^2$ 下, 热效应可近似为 $f \approx 1 + 5K_B T / 2m_e c^2$ 。 $p_e = n_e K_B T$ 为状态方程。

下面对动量方程(3)进一步简化。动量方程(3)中 γ 和 v_x 都是关于时间 t 的函数, 可以简化为 $\frac{dv_x}{dt} = \frac{1}{m_e \gamma f} \left[e \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{e^2}{2\gamma m_e} \frac{\partial A^2}{\partial x} - \frac{1}{n_e \gamma} \frac{\partial p_e}{\partial x} \right] - \frac{v_x}{\gamma} \frac{d\gamma}{dt}$ 。为了求解相对论因子对时间的导数, 引入能量变化率方程 $\frac{d\varepsilon}{dt} = -evE^{[10]}$, 其中 $\varepsilon = \gamma m_e c^2$ 。利用此关系可得到 $\frac{d\gamma}{dt} = \frac{e}{m_e c^2} \left(v_x \frac{\partial \phi}{\partial x} + \frac{e}{2\gamma m_e} \frac{\partial A^2}{\partial t} \right)$ 。由此动量方程变为

$$\frac{dv_x}{dt} = \frac{e}{m_e \gamma} \left(\frac{1}{f} - \frac{v_x^2}{c^2} \right) \frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{e^2}{2\gamma^2 m_e^2} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial A^2}{\partial x} + \frac{v_x}{c^2} \frac{\partial A^2}{\partial t} \right) - \frac{K_B T}{f n_e m_e \gamma^2} \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (6)$$

激光矢势方程(4)中矢量 \mathbf{A} 和动量 P 满足关系 $P = A$, 即 $A = v_x \gamma m_e$ 。因此方程(4)变为 $\frac{\partial^2 A}{\partial x^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \mu_0 e n_e v_x$ 。

下面我们对所有物理变量进行无量纲化处理, 电子速度 β , 激光矢势 a , 电势标量 φ 分别用 $\beta = v_x/c$, $a = e|A|/m_e c$ 和 $\varphi = e\phi/m_e c^2$ 无量纲化。电子密度 n_e 通过临界密度 $n_c = \varepsilon_0 \omega_{p0}^2 m_e / e^2$ 归一化。时间和空间利用等离子体频率和波数归一化, 即 $\omega_{p0} t \rightarrow t$, $k_{p0} x \rightarrow x$, 其中 $k_{p0} = \omega_{p0}/c$, 则控制相对论激光和热等离子体相互作用的一维无量纲麦克斯韦方程组为

$$\partial^2 \varphi / \partial t \partial x = -n_e \beta \quad (7)$$

$$\partial n_e / \partial t + \partial(n_e \beta) / \partial x = 0 \quad (8)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = \frac{\left(\frac{1}{f} - \beta^2 \right)}{\gamma} \frac{\partial \varphi}{\partial x} - \frac{1}{2\gamma^2} \left(\frac{1}{f} \frac{\partial a^2}{\partial x} + \beta \frac{\partial a^2}{\partial t} \right) - \frac{2}{5n_e \gamma^2} \left(1 - \frac{1}{f} \right) \frac{\partial n_e}{\partial x} \quad (9)$$

$$\partial^2 a / \partial x^2 - \partial^2 a / \partial t^2 = n_e \beta \quad (10)$$

$$\gamma = \sqrt{(1+a^2)/(1-\beta^2)} \quad (11)$$

上述方程组是我们分析热等离子体中电磁波色散和电子声波发生频移的基础, 为了求解方程组(7)~(11), 我们采用非线性频移理论将所有物理变量 $S = (\varphi, n_e, \beta, a)$ 按照傅里叶级数展开

$$S = S^{(0)} + \frac{1}{2} \sum_{l \neq 0} S^{(l)} \quad (12)$$

这里 $S^{(0)} = (0, \eta, 0, 0)$ 代表初始背景场, 而 $S^{(l)}$ 代表扰动量。则各物理变量可展开为

$$\begin{cases} \varphi = \frac{1}{2} \sum_{l \neq 0} \varphi_l e^{i(kx - \omega t)} \\ n_e = \eta + \frac{1}{2} \sum_{l \neq 0} n_{e,l} e^{i(kx - \omega t)} \\ \beta = \frac{1}{2} \sum_{l \neq 0} \beta_l e^{i(kx - \omega t)} \\ a = \frac{1}{2} \sum_{l \neq 0} a_l e^{i(kx - \omega t)} \end{cases} \quad (13)$$

这里必须满足条件 $(\varphi_l, n_{e,l}, \beta_l, a_l)^* = (\varphi_{-l}, n_{e,-l}, \beta_{-l}, a_{-l})$, 把方程(13)代入麦克斯韦方程组(7)~(11), 保留 $l = 0, \pm 1$, ± 2 项, 合并方程中关于 l 的同类项, 就可以得到各阶扰动量满足的方程。 $l = 1$ 时对应的方程为

$$\begin{cases} \omega k \varphi_1 = -\eta \beta_1 - \frac{1}{2} n_{e,1} \beta_2 - \frac{1}{2} n_{e,2} \beta_1 \\ \omega n_{e,1} = k \eta \beta_1 + \frac{1}{2} k n_{e,1} \beta_2 + \frac{1}{2} k n_{e,2} \beta_1 \\ \frac{1}{2} k \beta_1 \beta_2 - \omega \beta_1 = \frac{1}{f} k \varphi_1 - \frac{1}{2} \frac{1}{f} k a_1 a_2 - \frac{2}{5} \left(1 - \frac{1}{f} \right) k \eta n_{e,1} + \frac{1}{5} \left(1 - \frac{1}{f} \right) k n_{e,1} n_{e,2} \\ (\omega^2 - k^2) a_1 = \eta \beta_1 + \frac{1}{2} n_{e,1} \beta_2 + \frac{1}{2} n_{e,2} \beta_1 \end{cases} \quad (14)$$

方程(14)忽略二阶项可得到 $n_{e,1} = -k^2\varphi_1$, $\beta_1 = -\frac{\omega k}{\eta}\varphi_1$, $a_1 = -\frac{\omega k}{\omega^2 - k^2}\varphi_1$ 和线性色散关系

$$\omega_0^2 = \frac{\eta}{f} + \frac{2}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\eta^2 k^2 \quad (15)$$

当 $l=2$ 时有

$$\begin{cases} 2\omega k\varphi_2 = -\frac{1}{2}\eta\beta_2 - \frac{1}{4}n_{e,1}\beta_1 \\ \omega n_{e,2} = k\eta\beta_2 + \frac{1}{2}kn_{e,1}\beta_1 \\ -\omega\beta_2 + \frac{1}{4}k\beta_1^2 = \frac{1}{f}k\varphi_2 - \frac{1}{4}\frac{1}{f}ka_1^2 - \frac{2}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)k\eta n_{e,2} + \frac{2}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\frac{1}{4}k\eta^2 n_{e,1}^2 \\ 2(\omega^2 - k^2)a_2 = \frac{1}{2}\eta\beta_2 + \frac{1}{4}n_{e,1}\beta_1 \end{cases} \quad (16)$$

从方程(16)中利用一阶项和 φ_1 的关系,就可以得到 φ_2 和 φ_1 满足的方程

$$\varphi_2 = A_{2\varphi}\varphi_1^2 \quad (17)$$

其中 $A_{2\varphi} = -\frac{4\omega^2 f - \frac{8}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\eta^2 k^2 f}{4\omega^2 f - \frac{8}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\eta^2 k^2 f - \eta} \left\{ \frac{\eta}{4\omega k - \frac{8}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\frac{k^2 \eta^2}{\omega}} \left[\frac{\omega k^3}{4\eta^2 f} \left(\frac{\eta}{\omega^2 - k^2} \right)^2 + \frac{k^5}{10\omega} \left(1 - \frac{1}{f} \right) + \frac{\omega k^3}{4\eta^2} \right] + \frac{k^2}{8\eta} \right\}$ 为二次谐波的系数。利用方程(14)和(16)将所有变量的二阶量转化为一阶量,然后都写成 φ_1 的形式,就得到关于相对论热等离子体静电波的非线性色散关系

$$\omega^2 - \left[\frac{\eta}{f} + \frac{2}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\eta^2 k^2 \right] = (A_{2\varphi}C_1 + C_2)|\varphi_1|^2 \quad (18)$$

$$\begin{cases} C_1 = \frac{\eta k^2}{\omega^2 f} \left[\frac{1}{f} + \frac{2}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\eta k^2 \right] \\ C_2 = \left[\frac{1}{f}\omega k + \frac{2}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\eta k^3 \right] \times \left\{ \left[\frac{k}{4\omega f} \left(\frac{\eta}{\omega^2 - k^2} \right)^2 + \frac{1}{10}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\eta^2 \left(\frac{k}{\omega} \right)^3 + \frac{k}{4\omega} \right] \times \left[\frac{\eta k^2}{2\omega^4 f^2} + \frac{\eta}{2\omega^2} D_1 \right] + \frac{k\eta}{4\omega^3} D_1 \right\} \\ D_1 = \frac{k^2}{\omega^2 f^2} + \left[\frac{2}{5}\left(1 - \frac{1}{f}\right)\eta \frac{k}{\omega} \right]^2 k^4 + \frac{4\eta k^4}{5\omega^2 f} \left(1 - \frac{1}{f} \right) \end{cases} \quad (19)$$

令色散关系满足 $\omega = \omega_0 + \delta\omega$,其中 ω_0 为谐波基频(线性色散关系),见方程(15), $\delta\omega$ 为非线性效应引起的频移。因此我们得到了包含二次谐波项而导致的一次谐波的频移

$$\begin{cases} \frac{\delta\omega}{\omega_0} = \frac{1}{2} \frac{\Delta}{\omega_0^2} |\varphi_1|^2 = L|\varphi_1|^2 \\ \Delta = A_{2\varphi}C_1 + C_2 \end{cases} \quad (20)$$

其中 L 是非线性频移系数。

2 物理参数对非线性频移的影响

二阶谐波系数 $A_{2\varphi}$ 和非线性频移系数 L 对非线性频移起着重要的作用。我们发现非线性频移系数 L 和二次谐波系数 $A_{2\varphi}$ 都是等离子体密度 η 、电子温度 f 和波数 k 的函数。图1给出了等离子体密度 η 、电子温度 f 对非线性频移系数 L 和二次谐波系数 $A_{2\varphi}$ 的影响。可以发现,非线性系数 L 随着电子温度 f 的增大而增大,随着等离子体密度 η 的增大而减小。换句话说,电子温度 f 促进了系统的非线性效应,而等离子体密度 η 抑制了系统的非线性效应。二阶谐波系数 $A_{2\varphi}$ 随着电子温度的增大而减小,却随着等离子体密度 η 的增大而增大。也就是说,电子温度 f 和等离子体密度 η 可以调控系统的谐波效应。

下面我们讨论等离子体密度 η 和电子温度 f 对非线性频移的影响。从非线性频移方程中可以知道,非线性频移是波数 k 、电势标量一阶谐波振幅 φ_1 、物理参量 η 和 f 的函数。图2为不同波数 k 、等离子体密度 η 和电子温度 f 下,非线性频移随一阶谐波振幅 φ_1 的变化图。可以看出,随着一阶谐波振幅 φ_1 的增大,非线性频移增大,并且非线性

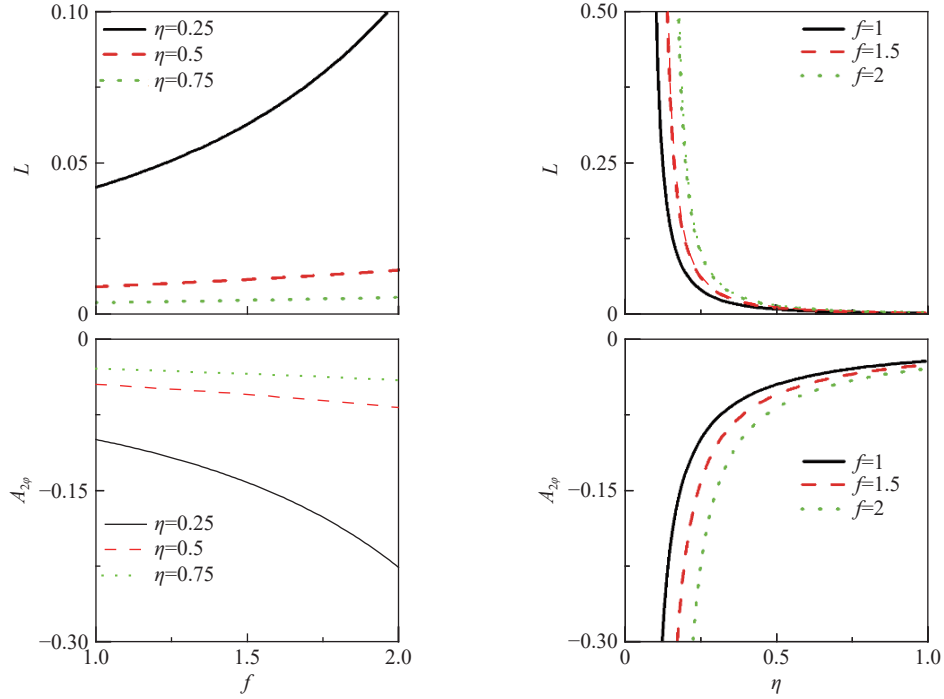


Fig. 1 Effects of plasma density η and electron temperature f on nonlinear frequency shift coefficient L and second harmonic coefficient $A_{2\phi}$ for $k=0.25$

图 1 $k=0.25$ 的情况下, 等离子体密度 η 和电子温度 f 对非线性频移系数 L 和二次谐波系数 $A_{2\phi}$ 的影响

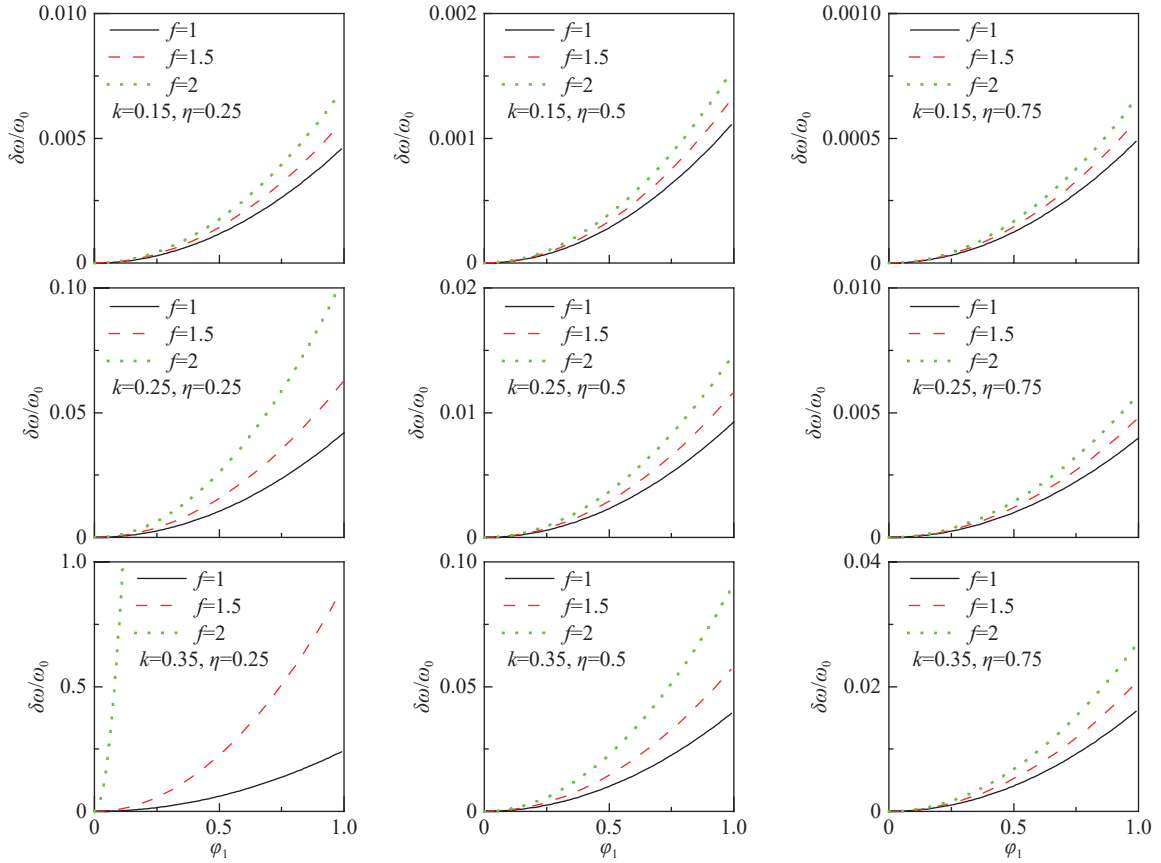


Fig. 2 Effect of plasma density η , electron temperature f , the first harmonic amplitude ϕ_1 and wave number k on nonlinear frequency shift

图 2 等离子体密度 η 、电子温度 f 、一谐波振幅 ϕ_1 和波数 k 对非线性频移的影响

性频移随一阶谐波振幅 ϕ_1 的增长速率依赖于波数 k 、等离子体密度 η 和电子温度 f 。随着激励波数的增大, 频移随一阶谐波振幅 ϕ_1 的增长速率增大。频移随 ϕ_1 的增长速率随着等离子体密度的增大和温度的降低而减弱。等离子

体密度 η 抑制非线性频移, 而电子温度 f 促进非线性频移。非线性频移对电子温度、等离子体密度和一阶谐波振幅的依赖表现出了强烈的非线性行为。图 3 进一步更清楚地展示了频移对电子温度 f 和等离子体密度 η 的依赖特征。

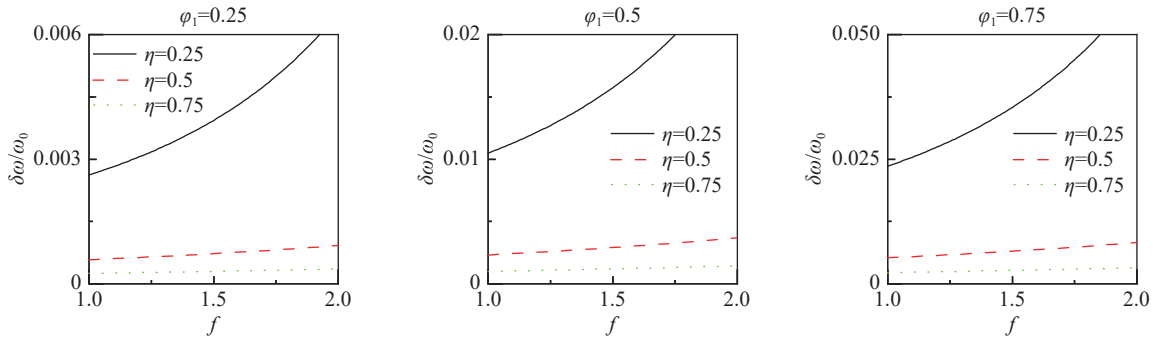


Fig. 3 Variation of nonlinear frequency shift with electron temperature f for $k = 0.25$

图 3 $k=0.25$ 的情况下, 非线性频移随电子温度 f 的变化

总之, 等离子体密度 η 、电势一阶谐波振幅 ϕ_1 和电子温度 f 可以调控相对论热等离子体中电子声波的非线性频移。

3 结论

本文研究了电磁波与相对论热等离子体相互作用引起的电子声波色散特性以及由于谐波产生导致的电子声波非线性频移。基于描述相对论激光与热等离子体相互作用的磁流体-麦克斯韦方程, 利用非线性频移理论和微扰法获得了热相对论非线性等离子体电子声波的色散关系, 给出了激光以及等离子体参数与非线性频移的关系。重点讨论了相对论电磁脉冲在热等离子体中传播时, 等离子体密度、电子温度、一阶谐波振幅、波数等物理参数对电子声波非线性频移的影响。发现非线性频移可以由等离子体密度和电子温度进行有效调控。非线性激发等离子体波会产生明显的色散效应。在一定情形下, 激发的等离子体波会与激光再次作用后产生谐波, 从而导致电子声波非线性频移的产生。电子声波非线性频移对等离子体密度和电子温度的依赖表现出了强烈的非线性特征。非线性等离子体波频移是激光和等离子体相互作用后产生的非常重要的物理过程, 对惯性约束聚变中确定激光驱动器受激拉曼散射的饱和阈值方面具有重要的理论意义。

参考文献:

- [1] Esarey E, Schroeder C B, Leemans W P. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators[J]. *Rev Mod Phys*, 2009, 81(3): 1229-1285.
- [2] Leemans W, Esarey E. Laser-driven plasma-wave electron accelerators[J]. *Phys Today*, 2009, 62(3): 44-49.
- [3] Shen Baifei, Yu M Y. High-intensity laser-field amplification between two foils[J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 89: 275004.
- [4] Yu Jinqing, Hu Ronghao, Gong Zheng, et al. The generation of collimated γ -ray pulse from the interaction between 10 PW laser and a narrow tube target[J]. *Appl Phys Lett*, 2018, 112: 204103.
- [5] 杨柏谦, 张继彦, 韩申生, 等. Al 激光等离子体电子密度的空间分辨诊断[J]. *强激光与粒子束*, 2005, 17(5): 703-706. (Yang Boqian, Zhang Jiyan, Han Shensheng, et al. Space-resolved diagnosis for the electron density of laser-produced aluminum plasma[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2005, 17(5): 703-706)
- [6] 陈华英, 刘三秋, 李晓脚. 线偏振激光在磁化等离子体中的调制不稳定性[J]. *强激光与粒子束*, 2008, 20(12): 2022-2026. (Chen Huaying, Liu Sanqiu, Li Xiaojing. Modulation instability of linearly polarized laser beam in magnetized plasma[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2008, 20(12): 2022-2026)
- [7] Chen Min, Esarey E, Schroeder C B, et al. Theory of ionization-induced trapping in laser-plasma accelerator[J]. *Phys Plasmas*, 2012, 19: 033101.
- [8] Luo Ji, Chen Min, Zeng Ming, et al. A compact tunable polarized X-ray source based on laser-plasma helical undulators[J]. *Sci Rep*, 2016, 6: 29101.
- [9] Liu Maochuan, Weng Siming, Wang H C, et al. Efficient injection of radiation-pressure-accelerated sub-relativistic protons into laser wakefield acceleration based on 10 PW lasers[J]. *Phys Plasmas*, 2018, 25: 063103.
- [10] Holkundkar A R, Brodin G. Transition from wakefield generation to soliton formation[J]. *Phys Rev E*, 2018, 97: 043204.
- [11] Qian Pingtong, Zhang Xiaobo, Jiao Chen, et al. The nonlinear interaction of relativistic laser and hot plasma[J]. *Phys Plasmas*, 2023, 30: 012106.
- [12] Mackinnon A J, Sentoku Y, Patel P K, et al. Enhancement of proton acceleration by hot-electron recirculation in thin foils irradiated by ultraintense laser pulses[J]. *Phys Rev Lett*, 2002, 88: 215006.
- [13] Xu Zhiyi, Xiao Chaofan, Lu Haiyang, et al. New injection and acceleration scheme of positrons in the laser-plasma bubble regime[J]. *Phys Rev Accel Beams*, 2020, 23: 091301.
- [14] Sodha M S, Sharma J K, Tewari D P, et al. Plasma wave and second harmonic generation[J]. *Plasmas Phys*, 1978, 20(8): 825-835.
- [15] Quéré F, Thauray C, Geindre J P, et al. Phase properties of laser high-order harmonics generated on plasma mirrors[J]. *Phys Rev Lett*, 2008, 100: 095004.
- [16] Cohen B I, Lasinski B F, Langdon A B, et al. Resonantly excited nonlinear ion waves[J]. *Phys Plasmas*, 1997, 4(4): 956-977.

- [17] Froula D H, Divol L, Braun D G, et al. Stimulated Brillouin scattering in the saturated regime[J]. *Phys Plasmas*, 2003, 10(5): 1846-1853.
- [18] Divol L, Berger R L, Cohen B I, et al. Modeling the nonlinear saturation of stimulated Brillouin backscatter in laser heated plasmas[J]. *Phys Plasmas*, 2003, 10(5): 1822-1828.
- [19] Cohen B I, Divol L, Langdon A B, et al. Saturation of stimulated Brillouin backscattering in two-dimensional kinetic ion simulations[J]. *Phys Plasmas*, 2005, 12: 052703.
- [20] Feng Qingsong, Xiao Chengzhuo, Wang Qing, et al. Fluid nonlinear frequency shift of nonlinear ion acoustic waves in multi-ion species plasmas in the small wave number region[J]. *Phys Rev E*, 2016, 94: 023205.
- [21] Berger R L, Brunner S, Chapman T, et al. Electron and ion kinetic effects on non-linearly driven electron plasma and ion acoustic waves[J]. *Phys Plasmas*, 2013, 20: 032107.
- [22] Riconda C, Heron A, Pesme D, et al. Electron kinetic effects in the nonlinear evolution of a driven ion-acoustic wave[J]. *Phys Rev Lett*, 2005, 94: 055003.
- [23] Riconda C, Heron A, Pesme D, et al. Electron and ion kinetic effects in the saturation of a driven ion acoustic wave[J]. *Phys Plasmas*, 2005, 12: 112308.
- [24] Pesme D, Riconda C, Tikhonchuk V T. Parametric instability of a driven ion-acoustic wave[J]. *Phys Plasmas*, 2005, 12: 092101.
- [25] Rose H A. Langmuir wave self-focusing versus decay instability[J]. *Phys Plasmas*, 2005, 12: 012318.
- [26] Banks J W, Berger R L, Brunner S, et al. Two-dimensional Vlasov simulation of electron plasma wave trapping, wavefront bowing, self-focusing, and sideloss[J]. *Phys Plasmas*, 2011, 18: 052102.
- [27] Akhiezer A I, Polovin R V. Theory of wave motion of an electron plasma[J]. *Sov Phys JETP*, 1956, 3: 696-705.
- [28] Bertrand P, Baumann G, Feix M R. Frequency shift of non linear electron plasma oscillation[J]. *Phys Lett A*, 1969, 29(9): 489-490.
- [29] Dewar R L, Lindl J. Nonlinear frequency shift of a plasma wave[J]. *Phys Fluids*, 1972, 15(5): 820-824.
- [30] Kakutani T, Sugimoto N. Krylov-Bogoliubov-Mitropolsky method for nonlinear wave modulation[J]. *Phys Fluids*, 1974, 17(8): 1617-1625.
- [31] Albright B J, Yin Lilan, Bowers K J, et al. Multi-dimensional dynamics of stimulated Brillouin scattering in a laser speckle: Ion acoustic wave bowing, breakup, and laser-seeded two-ion-wave decay[J]. *Phys Plasmas*, 2016, 23: 032703.
- [32] Cohen B I, Lasinski B F, Langdon A B, et al. Resonant stimulated Brillouin interaction of opposed laser beams in a drifting plasma[J]. *Phys Plasmas*, 1998, 5(9): 3408-3415.
- [33] 张林, 杜凯. 激光惯性约束聚变靶技术现状及其发展趋势[J]. *强激光与粒子束*, 2013, 25(12): 3091-3097. (Zhang Lin, Du Kai. Target technologies for laser inertial confinement fusion: State-of-the-art and future perspective[J]. *High Power Laser Part Beams*, 2013, 25(12): 3091-3097)
- [34] 袁强, 胡东霞, 张鑫, 等. 激光聚变冲击点火物理特性研究[J]. *物理学报*, 2011, 60: 015202. (Yuan Qiang, Hu Dongxia, Zhang Xin, et al. Study on the mechanism of shock ignition in laser fusion[J]. *Acta Physica Sinica*, 2011, 60: 015202)
- [35] 唐熊折, 邱基斯, 樊仲维, 等. 用于惯性约束核聚变激光驱动器的激光二极管抽运 Nd, Y: CaF₂ 激光放大器的实验研究[J]. *物理学报*, 2016, 65: 204206. (Tang Xiongxin, Qiu Jisi, Fan Zhongwei, et al. Experimental study of diode-pumped Nd, Y: CaF₂ amplifier for inertial confinement fusion laser driver[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, 65: 204206)
- [36] Winjum B J, Fahlen J, Mori W B. The relative importance of fluid and kinetic frequency shifts of an electron plasma wave[J]. *Phys Plasmas*, 2007, 14: 102104.
- [37] O'NEIL T. Collisionless damping of nonlinear plasma oscillations[J]. *Phys Fluids*, 1965, 8(12): 2255-2262.
- [38] Saxena V, Kourakis I, Sanchez-Arriaga G, et al. Interaction of spatially overlapping standing electromagnetic solitons in plasmas[J]. *Phys Lett A*, 2013, 377(6): 473-477.
- [39] Saxena V, Kourakis I. Superluminal electromagnetic solitary waves in electron-positron plasmas[J]. *Europhys Lett*, 2012, 100: 15002.
- [40] Siminos E, Sánchez-Arriaga G, Saxena V, et al. Modeling relativistic soliton interactions in overdense plasmas: a perturbed nonlinear Schrödinger equation framework[J]. *Phys Rev E*, 2014, 90: 063104.
- [41] Mahajan S M. Temperature-transformed "minimal coupling": magnetofluid unification[J]. *Phys Rev Lett*, 2003, 90: 035001.