文章编号：1004-4213(2010)08-1496-4

Compton 散射下激光等离子体纵波色散特性*

郝晓飞，禹定臣，郝东山†
（黄淮学院 信息工程系，河南 驻马店 463000）

摘　要：应用电子与多光子集团非线性 Compton 散射模型，研究了 Compton 散射下激光等离子体纵波色散特性. 结果表明：长波支纵色散曲线由解析上的长波、数值计算结果和短波组成，长波支和短波支纵色散均随相对论正负电子对特征温度的增大而增大，随 Compton 散射引起的频率的增量的增大而降低，且单温激光等离子体的色散曲线与散射前的双温等离子体的色散曲线相似.

关键词：激光等离子体；相对论；纵波色散；多光子非线性 Compton 散射
中图分类号：O437　　**文献标识码**：A　　**doi**：10.3788/gzxb20103908.1496

0　引言

激光等离子体具有普通等离子体不具备的诸多特性，如：质量不等的消失、无不同自然频率尺度等. 1979 年，Mikhailovskii 建立了等离子体色散模型，给出了其色散关系[1]. 1988 年，Robinson 等人发现，3 阶色散下激光等离子体产生的强朗缪湍动后期存在坍塌效应，产生的强朗缪尔波和离子声波能加速粒子，并给出了等离子体与高频电磁波的色散关系[2]. 2005 年，Nishikawa 等人指出，强磁场相对论等离子体长波色散特性只适用于弱湍动[3]，并给出了等离子体色散方程及线性波色散的解析解和数值结果[4-7]；2008 年，刘笑兰等人指出，强朗缪尔波坍塌过程是沿着能量密度谱由小波数区域向大波数区域转移，并出现成丝现象[8]. 但文献中的研究均未涉及 Compton 散射对等离子体纵波色散的影响. 实验表明，光强达到 10^{16} W/cm^2 数量级时，电子和光子的非线性 Compton 散射开始显现[9]. 可见，散射对纵波色散影响不可忽略.

1　激光等离子体的耦合频率

等离子体中的电子和光子发生多光子非线性 Compton 散射时，散射光子频率为[10]

$$\omega_s=\frac{N\omega_0(1+\beta_0\cos\theta_0)(1-\beta_f\cos\theta_1')}{\xi^2+\dfrac{\xi N\hbar\omega_0}{m_0c^2}\dfrac{1+\beta_0\cos\theta_0}{(1-\cos\theta')^{-1}}}\qquad(1)$$

式中 $\xi=|\gamma_0-\gamma_f|/(\gamma_0-1)$ 为量度散射非弹性参量；$\gamma_0=[1-(v_0/c)^2]^{-1/2}=(1-\beta_0^2)^{-1/2}$ 和 $\gamma_f=[1-(v_f/c)^2]^{-1/2}=(1-\beta_f^2)^{-1/2}$、$v_0$ 和 v_f、N、m_0、ω_0、c、$h=2\pi\hbar$ 分别为电子散射前后的能量因子、速度、与电子作用光子数、电子静止质量、入射光频、真空光速、普朗克常量；θ_0 为散射前电子和光子运动方向夹角；θ_1' 和 θ' 为电子静止系中电子与散射光子运动方向夹角和光子散射角. 若散射与入射光的耦合频率为 $\omega_c=\omega_s-\omega_0$，则

$$\omega_c=\omega_0\left[\frac{N(1+\beta_0\cos\theta_0)(1-\beta_f\cos\theta_1')}{\xi^2+\dfrac{\xi N\hbar\omega_0(1+\beta_0\cos\theta_0)}{m_0c^2(1-\cos\theta')^{-1}}}-1\right]\qquad(2)$$

因高频耦合脉冲能使激光等离子体的平衡温度 T_e 足够高，其热能 k_BT_e 与静止能 m_0c^2 相比拟，所以会产生明显的相对论效应.

2　纵波色散特性

纵波色散可用纵介电张量描述. 因散射引起等离子体介电张量 ε_k^l、电子动量 $\boldsymbol{p}$ 和纵向速度 v_z、分布函数 f、介电系数 ε 的变化，设增量分别为 $\Delta\varepsilon_k^l$、$\Delta\boldsymbol{p}$ 和 Δv_z、Δf、$\Delta\varepsilon$，则耦合纵介电张量 ε_{ck}^l、动量 $\boldsymbol{p}_c$、纵向速度、分布函数 f_c、介电系数 ε_c 分别为 $\varepsilon_{ck}^l=\varepsilon_k^l+\Delta\varepsilon_k^l$、$\boldsymbol{p}_c=\boldsymbol{p}+\Delta\boldsymbol{p}$ 和 $v_c=v_z+\Delta v_z$、$f_c=f+\Delta f$、$\varepsilon_c=\varepsilon+\Delta\varepsilon$，则 ε_{ck}^l 为

$$\varepsilon_{ck}^l=\varepsilon_k^l+\Delta\varepsilon_k^l\approx\left(1+\sum_\alpha\frac{4\pi e^2}{\omega_c}\int\mathrm{d}\boldsymbol{p}\,\frac{v_z^2}{\omega_c-kv_c+\mathrm{i}\varepsilon_c}\,\frac{\partial f}{\partial\varepsilon_c}\right)+\left(\sum_\alpha\frac{4\pi e^2}{\omega_c}\int\mathrm{d}\Delta\boldsymbol{p}\,\frac{2v_z\Delta v_z}{\omega_c-k_cv_c+\mathrm{i}\varepsilon_c}\frac{\partial\Delta f}{\partial\varepsilon_c}\right)\qquad(3)$$

$$\Delta\varepsilon_k^l=\sum_k\frac{4\pi e^2}{\omega_c}\int\left[\frac{2v_z\Delta v_z}{\omega_c-k_cv_c+\mathrm{i}\varepsilon_c}\frac{\partial\Delta f}{\partial\varepsilon_c}\right]\mathrm{d}\Delta\boldsymbol{p}_c.$$

其中忽略了分母中参量变化及 Δ^2 项（以下均如此）. 耦合空间动量分布函数为

$$f_c(\boldsymbol{p}_c)=f(\boldsymbol{p})+\Delta f(\Delta\boldsymbol{p})\approx\frac{n_0F}{4\pi(m_0c)^3}+\frac{\Delta n_0F+n_0\Delta F}{4\pi(m_0c)^3}\qquad(4)$$

*河南省基础与前沿技术研究基金(092300410227)资助
†Tel：0396-2853906　　Email：haodongshan1948@126.com
收稿日期：2010-01-18　　修回日期：2010-03-01

式中 $\Delta f\approx(\Delta n_0F+n_0\Delta F)/4\pi(m_0c)^3$；$F_c=F(u)+\Delta F(u)$为等离子体耦合归一化函数；$f(\boldsymbol{p})$和 $F(u)$以及 $\Delta f(\Delta\boldsymbol{p})$和 $\Delta F(u)$为散射前电子动量和归一化函数及其增量，且有

$$F_c^{\pm}=\frac{\alpha^{\pm}+\Delta\alpha^{\pm}}{K_{c2}(\alpha_c^{\pm})}e^{-\alpha^{\pm}\gamma_0}e^{-\alpha^{\pm}\Delta\gamma_0},\quad F^{\pm}=\frac{\alpha^{\pm}}{K_2(\alpha^{\pm})}e^{-\alpha^{\pm}\gamma_0} \tag{5}$$

式中 $\alpha=e^{\pm}$；$\alpha_c^{\pm}=\alpha^{\pm}+\Delta\alpha^{\pm}$，$\alpha^{\pm}=m_0c^2T_{e^{\pm}}^{-1}$和 $\Delta\alpha^{\pm}=m_0c^2/T_{e^{\pm}}(1/\Delta T_{e^{\pm}}-1)$为电子特征温度，$T_{e^+}$和 T_{e^-}及 ΔT_{e^+}和 ΔT_{e^-}为散射前电子温度及增量. 定义 $\Delta F^{\pm}=F_c^{\pm}-F^{\pm}$，则

$$\Delta F^{\pm}=\frac{\Delta\alpha^{\pm}}{K_{c2}\alpha^{\pm}}e^{-\alpha^{\pm}\gamma_0}(e^{-\alpha^{\pm}\Delta\gamma_0}-1) \tag{6}$$

式中 γ_0和 $\gamma_c=\gamma_f=\gamma_0+\Delta\gamma_0$、$\Delta\gamma_0$分别为散射前后Lorentz因子、$\gamma_0$的增量；$k_B$和$T_e$为玻尔兹曼常量和能量单位. 为方便，略去式$\Delta\alpha^{\pm}$中的$k_B$，且$k_{c2}[4/3(2\alpha)^2]\cdot\int_0^{\infty}e^{-\sqrt{x^2+\alpha^2}}e^{-\sqrt{2k\Delta k}}(x^2+\alpha^2+2\alpha\Delta\alpha)^{-1/2}x^4\,\mathrm{d}x$. 因

$$\frac{\partial f_c}{\partial\varepsilon_c}\approx\frac{n_0}{4\pi(m_0c)^3}\frac{\partial F}{\partial\gamma_c}\frac{1}{m_0c^2}+\frac{1}{4\pi(m_0c)^5}\times\left(\Delta n_0\frac{\partial F}{\partial\gamma_c}+n_0\frac{\partial\Delta F}{\partial\gamma_c}+\Delta n_0\frac{\partial\Delta F}{\partial\gamma_c}\right) \tag{7}$$

式(7)等号右端的第二项为修正项. 令

$$\bar v_{cp}=\bar v_p+\Delta\bar v_p\equiv\frac{\omega_c}{k_cc}\approx\frac{\omega_0}{kc}+\frac{\Delta\omega_0}{kc} \tag{8}$$

式中$\bar v_p=\omega_0/kc$，增量 $\Delta\bar v_p=\Delta\omega_0/kc$；$k_c=k+\Delta k$为耦合激光等离子体波数，$k$和 Δk为散射前的等离子体波数及其增量. 由此得

$$\varepsilon_{ck}^2\approx1-\sum_{\alpha}\frac{8\pi^2e^2c}{\omega_ck}(m_0c)^3\int_0^{\infty}\frac{u^3}{\gamma_c}\mathrm{d}u-\int_{-1}^{+1}\frac{x^2\,\mathrm{d}x}{x-\gamma_c\bar v_{cp}/u-\mathrm{i}\varepsilon_c}-\sum_{\alpha}\frac{\pi e^2c}{\omega_ck(m_0c)^2}\int_0^{\infty}\mathrm{d}u\left(\Delta n_0\frac{\partial F}{\partial\gamma_c}+n_0\frac{\partial\Delta F}{\partial\gamma_c}+\Delta n_0\frac{\partial\Delta F}{\partial\gamma_c}\right)\cdot\int_{-1}^{+1}\frac{x^2\,\mathrm{d}x}{x-\gamma_c\bar v_{cp}/u-\mathrm{i}\varepsilon_c} \tag{9}$$

式中 $\Delta\varepsilon_k^l\approx\sum_{\alpha}\frac{\pi e^2c}{\omega_ck(m_0c)^2}\int_0^{\infty}\mathrm{d}u\left(\Delta n_0\frac{\partial F}{\partial\gamma_c}+n_0\frac{\partial\Delta F}{\partial\gamma_c}+\Delta n_0\frac{\partial\Delta F}{\partial\gamma_c}\right)\int_{-1}^{+1}\frac{x^2\,\mathrm{d}x}{x-\gamma_c\bar v_{cp}/u-\mathrm{i}\varepsilon_c}$为散射引起纵色散张量增量. 由普勒米里公式

$$\frac{1}{z\pm\mathrm{i}0}=\frac{1}{z}\mp\mathrm{i}\pi\delta(z) \tag{10}$$

可得到激光等离子体的纵介电张量为

$$\varepsilon_{cL}=1+\sum_{\alpha}\frac{1}{k_c^2d_{c\alpha}^2}\int_0^{\infty}G_cF_c(u_c)u_c^2\,\mathrm{d}u\approx1+\sum_{k}\frac{1}{k^2d_e^2}\int_0^{\infty}G_cF_c(u_c)u_c^2\,\mathrm{d}u \tag{11}$$

式中 $G_c(u_c)\approx1-\frac{\gamma_0\bar v_p+\Delta\gamma_0\bar v_p+\gamma_0\Delta\bar v_p}{4u}\cdot\ln\left[\frac{(\bar v_p+\frac{u}{\gamma_0})^2+2(\bar v_p\Delta\bar v_p+\frac{\Delta\bar v_pu+\bar v_p\Delta u}{\gamma_0}+\frac{u\Delta u}{\gamma_0^2})}{(\bar v_p-\frac{u}{\gamma_0})^2+2(\bar v_p\Delta\bar v_p-\frac{\Delta\bar v_p+\bar v_p\Delta u}{\gamma_0}+\frac{u\Delta u}{\gamma_0^2})}\right]+\frac{\mathrm{i}\pi}{2}\frac{\gamma_0\bar v_p+\Delta\gamma_0\bar v_p+\gamma_0\Delta\bar v_p}{u}\theta\left(1-\frac{\gamma_0\bar v_p}{u}+\frac{1}{u}(\Delta\gamma_0\bar v_p+\gamma_0\Delta\bar v_p)\right)$；$d_{\alpha^{\pm}}=\frac{1}{2c}\sqrt{\frac{T_{e^{\pm}}+\Delta T_{e^{\pm}}}{\pi n_{0^{\pm}}}}$和$d_{e^{\pm}}=\frac{1}{2c}\sqrt{\frac{T_{e^{\pm}}}{\pi n_{0^{\pm}}}}$及 $\Delta d_{e^{\pm}}=\frac{1}{4c}\sqrt{\frac{\Delta T_{e^{\pm}}}{\pi n_{0^{\pm}}}}$分别为正负电子散射前的德拜半径及其增量；$u_c=u+\Delta u$、$u$和 Δu分别为电子耦合函数、散射前的函数及其增量. 可见，散射使 G_0改变. 因 $\eta>0$ 或<0 时，$\theta(\eta)=1$ 或 0，则 ε_{cL} 为

$$\varepsilon_{cL}\approx1+\frac{1}{k^2d_{e^+}^2}\int_0^{\infty}G_cF_c^{+}(u_c)u_c^2\,\mathrm{d}u+\frac{1}{k^2d_{e^-}^2}\int_0^{\infty}G_cF_c^{-}(u_c)u_c^2\,\mathrm{d}u \tag{12}$$

由式(12)知，因 $F_c^{\pm}$ 具有式(5)的指数形式，故电子对 ε_{ck}^l贡献来自 γ_c 或 $u_c\sim(\alpha_c^{\pm})^{-1}$的粒子，$u_c$ 和 γ_c 的特征值关系为

$$1-\frac{u_c}{\gamma_c}\approx1-\frac{u_c}{\gamma_0}\approx1-\frac{1}{(1+1/u_c^2)^{1/2}}\approx\frac{1}{2u_c^2}\sim\alpha_c^2 \tag{13}$$

因在极端相对论下 $\alpha_c=m_0c^2/T_c\ll1$，有 $u_c/\gamma_0\sim1$，故 G_c 的表达式可简化为

$$G_{c0}=1-\frac{\bar v_p+\Delta\gamma_0\bar v_p+\Delta\bar v_p}{4}\times\ln\left[\frac{(\bar v_p+1)^2+2\Delta\bar v_p(\bar v_p+1)+\Delta u/\gamma_0}{(\bar v_p-1)^2+2\Delta\bar v_p(\bar v_p-1)+\Delta u/\gamma_0}\right]+\frac{\mathrm{i}\pi}{2}\left(\bar v_p+\frac{\Delta\gamma_0\bar v_p}{u}+\Delta\bar v_p\right)\theta\left(1-\bar v_p-\frac{\Delta\gamma_0\bar v_p}{u}-\Delta\bar v_p\right) \tag{14}$$

2.1　长波支纵振荡

长波支 $\bar v_p>1$，$1-\bar v_p-\Delta\gamma_0\bar v_p/u-\Delta\bar v_p<0$，$\theta(1-\bar v_p-\Delta\gamma_0\bar v_p/u-\Delta\bar v_p)=0$，则有

$$G_{c0}=1-\frac{\bar v_p\Delta\gamma_0\bar v_p+\Delta\bar v_p}{4}\times\ln\left[\frac{(\bar v_p+1)^2+2\Delta\bar v_p(\bar v_p+1)+\Delta u/\gamma_0}{(\bar v_p-1)^2+2\Delta\bar v_p(\bar v_p-1)+\Delta u/\gamma_0}\right] \tag{15}$$

由式(12)和(15)，可得到 ε_{ck}^l 为

$$\varepsilon_{ck}^l=1+\frac{G_{c0}}{k^2d_{e^+}^2}+\frac{G_{c0}}{k^2d_{e^-}^2} \tag{16}$$

将 G_{c0}的对数展开

$$G_{c0}\approx1-(\bar v_p+\Delta\gamma_0\bar v_p+\Delta\bar v_p)\left[\frac{1}{\bar v_p+\Delta\gamma_0\bar v_p+\Delta\bar v_p}+\frac{1}{3(\bar v_p+\Delta\gamma_0\bar v_p+\Delta\bar v_p)^3}+\frac{1}{5(\bar v_p+\Delta\gamma_0\bar v_p+\Delta\bar v_p)^5}+\cdots\right]\approx-\frac{1+\Delta\gamma_0+\Delta\bar v_p/\bar v_p}{3\bar v_p^2(1+3\Delta\gamma_0+3\Delta\bar v_{p0}/\bar v_p)}-$$

$$\frac{1+\Delta\gamma_0+\Delta\bar{v}_p/\bar{v}_p}{5\bar{v}_p^4\left(1+2\Delta\gamma_0+\frac{3\Delta\bar{v}_p}{\bar{v}_p}+3\bar{v}_p\Delta\gamma_0\right)} \qquad (17)$$

由式(16)和(17),可得纵色散方程为

$$1+\left(\frac{1}{k^2d_{e^+}^2}+\frac{1}{k^2d_{e^-}^2}\right)\left[\frac{1+\Delta\gamma_0+\Delta\bar{v}_p/\bar{v}_p}{3\bar{v}_p^2\left(1+3\Delta\gamma_0+\frac{3\Delta\bar{v}_p}{\bar{v}_p}\right)}+\frac{1+\Delta\gamma_0+\Delta\bar{v}_p/\bar{v}_p}{5\bar{v}_p^4\left(1+2\Delta\gamma_0+\frac{3\Delta\bar{v}_p}{\bar{v}_p}+3\bar{v}_p\Delta\gamma_0\right)}\right]=0 \qquad (18)$$

$\bar{v}_p\gg1$ 及 $\Delta\bar{v}_p\ll c$ 时,$\Delta\gamma_0\to1$,则式(18)为 $1+(1/k^2d_{e^+}^2+1/k^2d_{e^-}^2)(1/6\bar{v}_p^2)=0$,一级近似解 $\bar{v}_p^2\approx(6k^2d_{e^+}^2)^{-1}+(6k^2d_{e^-}^2)^{-1}$,则有 $\bar{v}_p^4\approx\bar{v}_p^2(1/6k^2d_{e^+}^2+1/6k^2d_{e^-}^2)+1/15\bar{v}_p$,即

$$\omega_L^2=\frac{\omega_0^2}{6}(\alpha^++\Delta\alpha^++\alpha^-+\Delta\alpha^-)+\frac{1}{15}kc,\quad(\omega_0\gg kc) \qquad (19)$$

令 $\Omega=\frac{\omega_c}{\omega_0}$,$K=\frac{kc}{\omega_0}$,$\bar{v}_{cp}=\frac{\Omega}{K}$,则

$$\Omega_L^2=\frac{1}{6}(\alpha^++\Delta\alpha^++\alpha^-+\Delta\alpha^-)+\frac{1}{15}K,\Omega\gg K \qquad (20)$$

2.2 短波支纵振荡

当 $\bar{v}_p\geqslant1$,$\Delta\gamma_0\to1$,式(18)化为

$$1-\left(\frac{1}{k^2d_{e^+}^2}+\frac{1}{k^2d_{e^-}^2}\right)\left(\frac{1}{3\bar{v}_p^2}+\frac{1}{5\bar{v}_p^4}\right)=0 \qquad (21)$$

近似解 $\bar{v}_p^2\approx(3k^2d_{e^+}^2)^{-1}+(3k^2d_{e^-}^2)^{-1}$,则有

$$\omega_L^2=\frac{\omega_0^2}{3}(\alpha^++\Delta\alpha^++\alpha^-+\Delta\alpha^-)+\frac{3}{5}k^2c^2\qquad(\omega_0\sim kc) \qquad (22)$$

采用长波中相同的归一化条件,则有

$$\Omega_L^2=\frac{1}{3}(\alpha^++\Delta\alpha^++\alpha^-+\Delta\alpha^-)+\frac{3}{5}K^2\qquad(\Omega\sim K) \qquad (23)$$

3 数值模拟

对式(20),取 $\alpha^\pm=0.05$ 和 $\Delta\alpha^\pm=-0.01$,$\alpha^\pm=0.1$ 和 $\Delta\alpha^\pm=-0.01$,每一组数分别对应图 1 中的曲线 1 和 2,虚线、粗实线和短划线分别为数值解色散曲线、解析色散曲线. 3 段曲线依次为解析长波、数值计算结果和短波. 由此可见,相对论单温正负电子对的特征温度越大,纵波振荡频率越高;频率增量越强,纵波振荡频率越低.

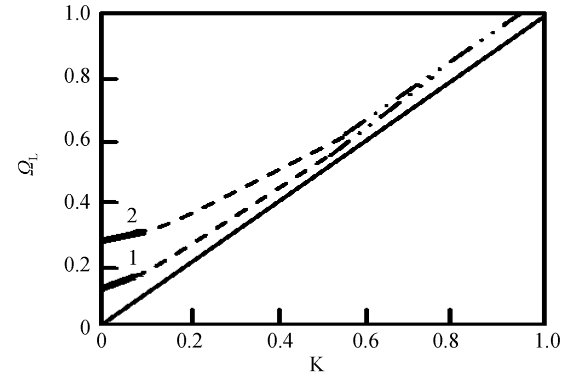

图 1 相对论激光等离子体纵波色散曲线

Fig. 1 Dispersion curves of longitudinal wave of relativity laser-plasma

对式(23),取 $\alpha^\pm=0.05$,$\Delta\alpha^\pm=-0.01$;$\alpha^+=0.05$,$\alpha^-=0.1$,$\Delta\alpha^\pm=-0.01$;$\alpha^+=0.05$,$\alpha^-=0.5$,$\Delta\alpha^+=-0.01$,$\Delta\alpha^-=-0.1$;$\alpha^+=0.05$,$\alpha^-=0.8$,$\Delta\alpha^\pm=-0.1$,分别对应图 2 中的曲线 1~4. 可见,双温正负电子特征温度越大,纵振荡频率增量越大,纵波振荡频率越低;散射引起的单(双)温色散曲线恰与散射前的双(单)温色散曲线相似.

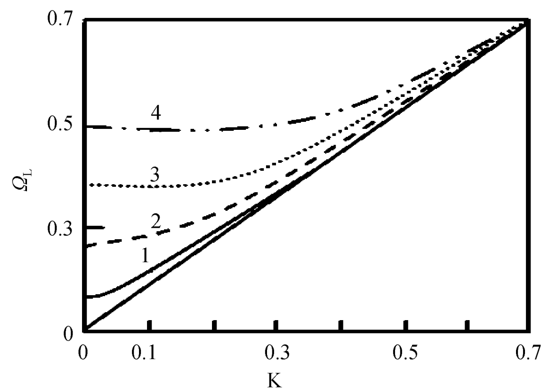

图 2 相对论激光等离子体纵波色散曲线

Fig. 2 Dispersion curves of longitudinal wave of relativity laser-plasma

4 结论

通过研究,可得出:1)Compton 散射下的相对论激光等离子体的长波支纵色散曲线分为 3 段,依次为解析长波、数值计算结果和短波;2)长短支纵色散均随正负电子对特征温度的增大而增大,随散射引起频率增量的增大而降低;3)散射下的单温激光等离子体的色散曲线恰与散射前的双温等离子体的色散曲线相似,而双温等离子体色散曲线恰与散射前的单温等离子体色散曲线相似. 这可能是由于散射使离子频率增量的速率大于电子频率增量的速率,从而使离子对色散贡献大于电子贡献的缘故.

参考文献

[1] MIKHAILOVSKII A B. Oscillations of an isotropic relativistic plasma[J]. *Plasma Physics*, 1980, **22**(2): 133-149.

[2] ROBINSON P A, NEWMAN D L, GOLDMAN M V. Three-dispersion on the strong langmuir turbulence and Wave collapse[J]. *Phys Rev Lett*, 1988, **61**(6): 702- 705.

[3] NISHIKAWA K I, HARDEE P, RICHARDSON G, *et al*. Particle acceleration and magneticfield generation in electron-positron relativistic shocks[J]. *The Astrophysical Journal*, 2005, **622**(2): 927-937.

[4] HIROTANI K, IGUCHI S, KIMURA M, *et al*. Pair plasma dominance in the parsec-scale relativistic jet of 3C 345[J]. *The Astrophysical Journal*, 2000, **545**(1): 100-106.

[5] ALKOFER R, HECHT M B, ROBERTS C D, *et al*. Pair creation and an X-ray free electron laser[J]. *Phys Rev Lett*, 2001, **87**(19): 193902-1-4.

[6] IWAMOTO S, TAKAHAPA F. Relativistic outflow of electron-positron pair plasma from a wien equilibrium state [J]. *The Astrophysical Journal*, 2002, **565**(1): 163-173.

[7] AVETISSIAN H K, AVETISSIAN A K, MKRTCHIAN G F, *et al*. Electron-positron pair production in the field of super-strong oppositely directed laser beams[J]. *Phys Rev E*, 2002, **66**(2): 016502-1-6.

[8] LIU Xiao-lan, LIU San-qiu, YANG Xiao-song. The spectra of strong Langmuir turbulence in a laser-plasma[J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2008, **28**(2): 125-128.
刘笑兰，刘三秋，杨小松.激光等离子体中的强朗缪尔湍动谱分析[J]. 核聚变与等离子体物理，2008，**28**(2)：125-128.

[9] KONG Qing, ZHU Li-jun, WANG Jia-xiang, *et al*. Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field[J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, **48**(4): 650-660.
孔青，朱立俊，王加祥，等.电子在超强激光场中的动力学特性[J].物理学报，1999，**48**(4)：650-660.

[10] HAO Xiao-fei, HAO Dong-shan. Ablation effect to solid irradiated by high power laser-plasma punched wave under Compton scattering [J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2008, **28**(2): 111-114.
郝晓飞，郝东山.Compton 散射下的强激光等离子体冲击波对固体的热烧蚀效应[J].核聚变与等离子体物理，2008，**28**(2)：111-114.

Longitudinal Wave Dispersion Characteristic of Laser-plasma Under Compton Scattering

HAO Xiao-fei, YU Ding-chen, HAO Dong-shan
(*Department of Information Engineering*, *Huanghuai University*, *Zhumadian*, *Henan* 463000, *China*)

Abstract: Using the model of multi-photon nonlinear Compton scattering between an electron and a photon-groups, the longitudinal wave dispersion characteristic of the laser-plasma under Compton scattering is studied. The results show that the dispersion curvatures of the long longitudinal wave are formed by the analytic long wave, numerical computing result and short wave. The dispersions of longitudinal wave of the long and short waves are increased with the increase of the characteristic temperatures of the positive and negative relativity electrons, and these dispersions are reduced along with the increase of the frequency increasing number taken place by Compton scattering. The dispersion curvature of the one temperature laser-plasma and the dispersion curvature of the two temperature laser-plasma are similar.

Key words: Laser-plasma; Relativity; Longitudinal wave dispersion; Multi-photon nonlinear Compton scattering

HAO Xiao-fei was born in 1973. He is a lecturer, and his research interests focus on the basic theory about laser physics and optical fiber communications.