

文章编号: 1001-3806(2014)05-0688-04

## Compton 散射下强激光等离子体的辐射阻尼效应

郝东山, 蒋文娟

(郑州华信学院 信息工程系, 新郑 451100)

**摘要:** 为了研究 Compton 散射对强激光等离子体中辐射阻尼效应的影响, 采用多光子非线性 Compton 散射模型、相对论理论和洛伦兹变换方法, 对 Compton 散射对不同极化激光在等离子体中产生辐射阻尼效应的影响进行了理论分析和数值计算。提出了将 Compton 散射光作为等离子体产生辐射阻尼效应的新机制, 给出了辐射阻尼满足的修正方程。结果表明, Compton 散射使等离子体辐射阻尼效应对电子运动产生重要作用的几率增大, 这主要是由于产生这种作用所需的入射激光强度降低, 从而使电子频率增大、电场耦合频率增大的缘故。多光子非线性 Compton 散射光是产生和提高等离子体辐射阻尼效应的一个重要机制。

**关键词:** 激光光学; 等离子体; 极化激光; 辐射阻尼效应; 洛伦兹变换; 多光子非线性 Compton 散射

**中图分类号:** O536 **文献标志码:** A **doi:** 10.7510/jgjs.issn.1001-3806.2014.05.024

## Radiation damping effect in high power laser plasma under Compton scattering

HAO Dongshan, JIANG Wenjuan

(Department of Information Engineering, Zhengzhou Huaxin University, Xinzheng 451100, China)

**Abstract:** In order to study effect of Compton scattering on the radiation damping effects in ultra-intense laser plasma, the effect of plasma induced by different polarized lasers was analyzed and calculated based on the model of multi-photon nonlinear Compton scattering, relativity theory and Lorentz transformation. The new mechanism of the radiation damping effect induced by Compton scattering in plasma was presented and the revised equation on the radiation damping effect was put forward. The results show that the probability of electron movement is increased because the required incident laser intensity is reduced and then the electron frequency and the coupling frequency of the electric field are increased. The multi-photon nonlinear Compton scattering is an important mechanism on taking and increasing the radiation damping effect of plasma.

**Key words:** laser optics; plasma; polarized laser; radiation damping effect; Lorentz transformation; multi-photon nonlinear Compton scattering

### 引 言

啁啾脉冲技术的出现为人们获得超强激光脉冲提供了一种有效途径<sup>[1]</sup>。由于超强激光脉冲与等离子体作用能产生许多新的现象, 如使等离子体通道寿命延长<sup>[2]</sup>、不同密度等离子体通道具有不同的时间演化特性<sup>[3-4]</sup>、出现自聚焦<sup>[5]</sup>等, 因此引起了人们高度关注和深入研究<sup>[6-12]</sup>。在超强激光场中做相对论性运动电子产生的强辐射阻尼效应使电子能量

降低。ZHIDKOV 等人<sup>[13]</sup>指出, 高密度等离子体有明显的辐射阻尼效应。BULANOV 等人<sup>[14]</sup>指出, 驻波圆极化激光场中辐射阻尼效应比线极化场中强得多。HU 等人<sup>[15]</sup>指出, 行波圆极化和线极化激光场的辐射阻尼效应都随等离子体密度增大而增大。CHEN 等人<sup>[16]</sup>指出, 选择高激光脉冲重复率频率, 可提高等离子体中电子密度及辐射阻尼效应。但应指出的是, 以上对辐射阻尼效应的研究均未考虑非线性 Compton 散射的影响。实验表明, 若入射激光强度达  $10^{10}$  V/m 数量级以上时, 非线性 Compton 散射开始显现<sup>[17]</sup>, 可见 Compton 散射对等离子体辐射阻尼效应的影响是不能忽略的。本文中应用多光子非线性 Compton 散射模型和洛伦兹变换方法, 研究了该散射对辐射阻尼效应的影响, 提出了将 Compton 散射光作为等离子体辐射阻尼效应的新机制, 并

基金项目: 河南省基础与前沿技术研究课题资助项目 (092300410227)

作者简介: 郝东山 (1949-), 男, 教授, 主要从事激光物理与光纤通信基础理论的研究。

E-mail: haodongshan1948@126.com

收稿日期: 2013-09-18; 收到修改稿日期: 2013-10-10

对不同极化激光引起的等离子体辐射阻尼效应进行了理论分析和数值计算。

### 1 等离子体中超强耦合激光

设一束沿  $z$  方向入射到等离子体的平面超强激光的电场为<sup>[15]</sup>:

$$\mathbf{E} = E_0 [\cos(\omega t - kz) \mathbf{e}_x + q \sin(\omega t - kz) \mathbf{e}_y] \quad (1)$$

式中,  $E_0, \omega$  和  $k$  分别为入射激光的电场振幅、光频和波数;  $\mathbf{e}_x$  和  $\mathbf{e}_y$  分别为  $x$  和  $y$  轴方向的单位矢量;  $q$  为 0,  $\pm 1$  分别对应线性、右和左旋极化激光。等离子体中发生多光子非线性 Compton 散射(以下简称散射)时,若取散射与入射光形成的耦合光频为  $\omega_c = \omega_s + \omega$  形式,则耦合光频为<sup>[8]</sup>:

$$\omega_c = \omega \left[ \frac{N(1 + B \cos \theta)(1 - B_f \cos \theta_1')}{\eta^2 + \frac{\eta N \hbar \omega (1 + B \cos \theta)}{m c^2 (1 - \cos \theta')^{-1}}} + 1 \right] \quad (2)$$

式中,  $\eta = |\gamma - \gamma_f| / (\gamma - 1)$  是量度散射非弹性参量;  $\gamma = [1 - (v/c)^2]^{-1/2} = (1 - B^2)^{-1/2}$ ,  $\gamma_f = [1 - (v_f \cdot c^{-1})^2]^{-1/2} = (1 - B_f^2)^{-1/2}$ ,  $v$  和  $v_f$  分别为电子散射前后的 Lorentz 因子及速度;  $N, c, m, \hbar = 2\pi\hbar$  分别为与电子同时作用的光子数、真空中光速、电子静止质量、普朗克常数;  $B$  和  $B_f$  是散射前后的洛伦兹参量;  $\theta$  为散射前电子和光子运动方向夹角;  $\theta_1'$  和  $\theta'$  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。耦合光作用下,  $\mathbf{E}, E_0, k, v, v_f$  分别产生增量  $\Delta \mathbf{E}, \Delta E_0, \Delta k, \Delta v, \Delta v_f$ , 且  $\mathbf{E}_c = \mathbf{E} + \Delta \mathbf{E}, E_{c0} = E_0 + \Delta E_0, k_c = k + \Delta k, v_c = v + \Delta v, v_{c,f} = v_f + \Delta v_f$ 。电场和色散分别满足:

$$\mathbf{E} + \Delta \mathbf{E} \approx E_0 [\mathbf{e}_x \cos(\omega t - kz) + \mathbf{e}_y q \sin(\omega t - kz)] + \Delta E_0 [\mathbf{e}_x \cos(\omega t - kz) + \mathbf{e}_y q \sin(\omega t - kz)] \quad (3)$$

$$\omega^2 + 2\omega \Delta \omega \approx (k^2 c^2 + \sum_{\alpha} \omega_p^2) + 2(k \Delta k c^2 + \sum_{\alpha} \omega_p \Delta \omega_p) \quad (4)$$

式中,  $\omega_p^2 = 4\pi e^2 n / (\gamma m)$ ,  $\omega_p, \Delta \omega_p$  和  $n$  分别为散射前电子频率及其增量、密度; 公式两端第 2 项为散射引起的修正项。推导中, 忽略离子对色散贡献、分母中参量变化、 $\Delta^2$  项, 应用  $\cos(\Delta \omega t - \Delta k z) \rightarrow 1$ ,  $\sin(\Delta \omega t - \Delta k z) \rightarrow 0$  近似。可见, 散射使色散加剧, 这主要是由于散射使激光在等离子体中传输的特性参量发生变化的缘故。耦合光群速度  $v_{c,g} = v_g + \Delta v_g$ , 它沿  $z$  轴运动参考系中的激光和波数分别为:

$$\tilde{\omega} + \Delta \tilde{\omega} = \gamma_g (\omega - k v_g) + \gamma_g (\Delta \omega - k \Delta v_g - k \Delta v_g) + \Delta \gamma_g (\omega - k v_g) \quad (5)$$

$$\tilde{k} + \Delta \tilde{k} \approx \gamma_g \left( k - \frac{\omega v_g}{c^2} \right) + \left[ \gamma_g \left( \Delta k - \frac{\Delta \omega v_g + \omega \Delta v_g}{c^2} \right) + \Delta \gamma_g \left( k - \frac{\omega v_g}{c^2} \right) \right] \quad (6)$$

式中,  $\gamma_g = (1 - v_g^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $\Delta \gamma_g = (1 - \Delta v_g^2/c^2)^{-1/2}$ ,  $v_g$  和  $\Delta v_g$  为散射前群速度及其增量。因  $v_g = kc^2/\omega$ ,  $\Delta v_g = \Delta kc^2/\omega$ , 则  $\tilde{k} = \Delta \tilde{k} = 0$ 。可见, 耦合光波转化为耦合电场:

$$\mathbf{E} + \Delta \mathbf{E} \approx E_0 (\mathbf{e}_x \cos \tilde{\omega} t + \mathbf{e}_y \sin \tilde{\omega} t) + \Delta E_0 (\mathbf{e}_x \cos \tilde{\omega} t + \mathbf{e}_y \sin \tilde{\omega} t) \quad (7)$$

### 2 散射对辐射阻尼的影响

$v_{c,g}$  沿参考系中  $z$  轴运动, 电子运动方程为:

$$\frac{d(\gamma \boldsymbol{\beta})}{dt} + \frac{d(\gamma \Delta \boldsymbol{\beta} + \Delta \gamma \boldsymbol{\beta})}{dt} \approx \left( \frac{e}{mc} \mathbf{E} + \frac{2e^2}{3mc^2} \mathbf{g} \right) + \left( \frac{e}{mc} \Delta \mathbf{E} + \frac{2e^2}{3mc^2} \Delta \mathbf{g} \right) \quad (8)$$

$$\mathbf{g} + \Delta \mathbf{g} \approx \left\{ \frac{e \gamma}{m c^2} \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \frac{e^2}{m^2 c^3} (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E} - \frac{e^2 \gamma^2}{m c^3} \times \boldsymbol{\beta} [\mathbf{E} \cdot \mathbf{E} - (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E})^2] \right\} + \left\{ \frac{e}{m c^2} \left( \Delta \gamma \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + \gamma \frac{\partial \Delta \mathbf{E}}{\partial t} \right) + \frac{e^2}{m^2 c^3} \left[ (\Delta \boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) \mathbf{E} + (\boldsymbol{\beta} \cdot \Delta \mathbf{E}) \mathbf{E} + (\boldsymbol{\beta} \cdot \mathbf{E}) \Delta \mathbf{E} \right] + \left[ - \frac{e^2 \gamma^2}{m^2 c^3} \boldsymbol{\beta} \left( \Delta \mathbf{E} \cdot \mathbf{E} + \mathbf{E} \cdot \Delta \mathbf{E} - 2(\boldsymbol{\beta} \Delta \boldsymbol{\beta} \mathbf{E}^2 - \boldsymbol{\beta}^2 \mathbf{E} \Delta \mathbf{E} - \frac{e^2 \gamma \Delta \gamma}{m^2 c^3} \boldsymbol{\beta} (\mathbf{E} \cdot \mathbf{E})) \right) \right] \right\} \quad (9)$$

式中,  $\boldsymbol{\beta}$  是电子在耦合光作用下的运动速度,  $\mathbf{g}$  和  $\Delta \mathbf{g}$  为散射前辐射阻尼及其增量; 公式两端第 2 项为散射修正项。可见, 散射使辐射阻尼效应增大。这主要是计及了散射引起光在等离子体中传输特性参量变化对辐射阻尼的贡献。

设电场力和洛伦兹变换使电子在其运动系中产生的横向和纵向耦合速度分别为  $v_{c\perp} = v_{\perp} + \Delta v_{\perp}$  和  $v_{c\parallel} = v_{\parallel} + \Delta v_{\parallel}$ ,  $v_{\perp}$  和  $\Delta v_{\perp}$  及  $v_{\parallel}$  和  $\Delta v_{\parallel}$  分别为散射前电子横向和纵向速度及其增量。结合  $\mathbf{E} = -(1/c) \times \partial \mathbf{A} / \partial t$ ,  $\Delta \mathbf{E} = -(1/c) \partial \Delta \mathbf{A} / \partial t$ ,  $\mathbf{a} = e \mathbf{A} m^{-1} c^{-2}$ ,  $\Delta \mathbf{a} = e \Delta \mathbf{A} / (m c^2)$ , 其中  $\mathbf{A}$  和  $\mathbf{a}$  及  $\Delta \mathbf{A}$  和  $\Delta \mathbf{a}$  分别为矢势和无量纲矢势及其增量, 则(8)式、(9)式和(3)式分别为:

$$\frac{d(\gamma \boldsymbol{\beta})}{dt} + \frac{d(\gamma \Delta \boldsymbol{\beta} + \Delta \gamma \boldsymbol{\beta})}{dt} \approx \left( - \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + \frac{2e^2}{3mc^2} \mathbf{g} \right) + \left( - \frac{\partial \Delta \mathbf{a}}{\partial t} + \frac{2}{3} \frac{e^2}{m c^2} \Delta \mathbf{g} \right) \quad (10)$$

$$\mathbf{g} + \Delta\mathbf{g} \approx \frac{1}{c} \left\{ \gamma \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} + \left( \boldsymbol{\beta} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \right) \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} - \gamma^2 \boldsymbol{\beta} \left[ \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} - \left( \boldsymbol{\beta} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \right)^2 \right] \right\} + \frac{1}{c} \left\{ \left[ \left( \Delta \boldsymbol{\beta} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + \boldsymbol{\beta} \cdot \frac{\partial \Delta \mathbf{a}}{\partial t} \right) \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + \left( \boldsymbol{\beta} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \right) \frac{\partial \Delta \mathbf{a}}{\partial t} \right] + 2\gamma^2 \boldsymbol{\beta} \left( \frac{\partial \Delta \mathbf{a}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} - \boldsymbol{\beta} \Delta \boldsymbol{\beta} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} - \boldsymbol{\beta}^2 \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \Delta \mathbf{a}}{\partial t} \right) \right\} \quad (11)$$

$$\mathbf{a} + \Delta \mathbf{a} \approx a_0 (\mathbf{e}_x \sin \tilde{\omega}_c t - \mathbf{e}_y q \cos \tilde{\omega}_c t) + \Delta a_0 (\mathbf{e}_x \sin \tilde{\omega}_c t - \mathbf{e}_y q \cos \tilde{\omega}_c t) \quad (12)$$

式中,  $a_0 = eE_0 / (mc\tilde{\omega})$ ,  $\Delta a_0 = e\Delta E_0 / (mc\tilde{\omega})$ ;  $\tilde{\omega}_c$  为耦合电场频率; (12) 式两端第 2 项为散射修正项。

### 2.1 耦合圆极化激光下的辐射阻尼

因电子在强度  $|\mathbf{a}_c|^2 = |a_0 + \Delta a_0|^2$  耦合电场中做圆周运动, 有电子与传输方向垂直的耦合速度  $\boldsymbol{\beta}_{c\perp} \perp (\partial \mathbf{a}_c / \partial t)$ , 故 (11) 式及电子受到辐射阻尼力与电场力之比分别为:

$$\mathbf{g} + \Delta \mathbf{g} \approx -\frac{\tilde{\omega}_c^2}{c} (\gamma \mathbf{a} + \gamma^2 a_0^2 \boldsymbol{\beta}) - \frac{\tilde{\omega}_c^2}{c} (\Delta \gamma \mathbf{a} + \gamma \Delta \mathbf{a} + 2\gamma \Delta \gamma a_0^2 \boldsymbol{\beta} + 2\gamma^2 a_0 \Delta a_0 \boldsymbol{\beta} + \gamma^2 a_0^2 \boldsymbol{\beta}) \quad (13)$$

$$\kappa + \Delta \kappa \approx \frac{2e^2}{3mc^3} \tilde{\omega}_c (\gamma^2 a_0 \pm \gamma) + \frac{2e^2 \tilde{\omega}_c}{3mc^3} (2\gamma \Delta \gamma a_0 + \gamma^2 \Delta a_0 \pm \Delta \gamma) \approx 2.3 \times 10^{-24} \tilde{\omega}_c (\gamma^2 a_0 \pm \gamma) + 2.3 \times 10^{-24} \tilde{\omega}_c (2\gamma \Delta \gamma a_0 + \gamma^2 \Delta a_0 \pm \Delta \gamma) \quad (14)$$

式中,  $\Delta \gamma$  为  $\gamma$  的扰动量。公式两端第 2 项为散射修正项; 推导应用了  $|\boldsymbol{\beta}| \approx 1$  关系。可见, 散射使电子的辐射阻尼增大,  $\kappa \rightarrow 1$  或  $\kappa > 1$  时, 辐射阻尼对电子运动起更加重要作用。这主要是由于散射使耦合电场和电子振荡频率增大, 从而使其丢失更多能量的缘故。

驻波下,  $\tilde{\omega}_c \approx \omega_c$ ,  $\gamma_c \approx \gamma_{c\perp} \approx a_{c0}$ ,  $\gamma_{c\perp} = [1 - (v_{c\perp} / c)^2]^{-1/2}$ ,  $\mathbf{a}_c$  和  $a_{c0}$  分别为耦合无量纲矢量及其振幅。若耦合波长  $\lambda_c = 1 \mu\text{m}$ ,  $a_c > 0.55 \times 10^3$ <sup>[14]</sup>, 即耦合光强大于  $10^{23} \text{ W/cm}^2$ , 使得入射光强略低于  $10^{23} \text{ W/cm}^2$  时, 辐射阻尼仍对电子运动有非常重要影响, 散射提高了产生阻尼效应的几率, 这是与参考文献 [1] 和参考文献 [14] 中的不同之处。

运动系中, 相对论电子  $\gamma_{c\perp} \approx a_{c0}$ 。若  $\lambda_c = 1.06 \mu\text{m}$ , 耦合电子数密度  $n_c = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ <sup>[14]</sup>,  $\omega_c \approx 1.8 \times 10^{14} \gamma_c^{-1/2}$ , 由  $v_{c,g} \approx kc^2 / \omega$ ,  $\gamma_c \approx \gamma_{c\perp}$ , 则  $\gamma_{c,g} = (1 - v_{c,g}^2 / c^2)^{-1/2} \approx 10 \sqrt{\gamma_c} < \gamma_{c\perp}$ ,  $a_{c0} > 0.5 \times 10^4$ , 即当耦合激光强度大于  $10^{25} \text{ W/cm}^2$ , 即使入射激光强度略低于  $10^{25} \text{ W/cm}^2$  时, 辐射阻尼效应同样对电子

有非常重要作用, 这也是与参考文献 [15] 中的不同之处。

之所以有上述不同之处, 主要是由于满足散射条件的入射光频, 即使强度较低, 散射出的高频光子与入射光形成的高频耦合电场仍能使电子处于高频振荡状态的缘故。

### 2.2 线极化耦合激光下的辐射阻尼

在横向线极化光转换电场中  $\boldsymbol{\beta}_{c\perp} \parallel (\partial \mathbf{a}_c / \partial t)$ ,  $\gamma_c \approx \gamma_{c\perp} \approx a_{c0}$ , 则 (11) 式为:

$$\mathbf{g} + \Delta \mathbf{g} \approx \frac{1}{c} \left[ \gamma \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} - \left( \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \right) \boldsymbol{\beta}_{\parallel} \right] + \frac{1}{c} \left\{ \Delta \gamma \frac{\partial^2 \mathbf{a}}{\partial t^2} + \gamma \frac{\partial^2 \Delta \mathbf{a}}{\partial t^2} - \left[ \left( \frac{\partial \Delta \mathbf{a}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} + \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \Delta \mathbf{a}}{\partial t} \right) \boldsymbol{\beta}_{\parallel} + c \left( \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \cdot \frac{\partial \mathbf{a}}{\partial t} \right) \Delta \boldsymbol{\beta}_{\parallel} \right] \right\} \quad (15)$$

式中,  $\boldsymbol{\beta}_{\parallel}$  和  $\Delta \boldsymbol{\beta}_{\parallel}$  是电子与传输方向平行的速度及其增量。因公式右端第 2 项小于第 1 项, 故只考虑第 1 项。结合 (8) 式, 电子所受辐射阻尼力与电场力之比为:

$$\kappa_c \approx \left| \frac{2e^2 \gamma_c \frac{\partial^2 \mathbf{a}_c}{\partial t^2}}{3mc^3 \frac{\partial \mathbf{a}_c}{\partial t}} \right| \approx \frac{2e^2 \gamma_c \tilde{\omega}_c}{3mc^3 \omega_c} \quad (16)$$

因  $\tilde{\omega}_c = \omega_c$ , 故相同光强下, 等离子体密度越大, 辐射阻尼越强。若  $\lambda_c = 1.06 \mu\text{m}$ ,  $n_c = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , 得到  $a_{c0} > 10^8$ , 可见, 耦合激光强大于  $10^{34} \text{ W/cm}^2$ , 即使入射光强略低于  $10^{25} \text{ W/cm}^2$ , 辐射阻尼依然对电子运动产生重要作用。这主要是由于散射光是产生辐射阻尼机制的缘故。

需要说明的是, 影响辐射阻尼因素较复杂, 直接实验验证有一定困难, 拟通过测量等离子体通道寿命来验证散射对辐射阻尼的影响, 此项工作将另文报道。

## 3 结 论

应用多光子非线性 Compton 散射模型和洛伦兹变换方法, 讨论了散射对激光等离子体辐射阻尼的影响, 提出了 Compton 散射是产生等离子体辐射阻尼的新机制, 给出了辐射阻尼修正方程, 并讨论了不同极化激光辐射阻尼效应。

(1) Compton 散射使等离子体辐射阻尼效应对电子运动产生重要作用的几率增大, 这主要是由于产生这种作用的入射激光强度降低了。只要入射光

频满足散射条件,即使入射光强较低,散射放出的高频光子与入射光形成的高频耦合电场仍能使电子处于高频振荡状态的原因。

(2)多光子非线性 Compton 散射光是产生和提高等离子体辐射阻尼效应的一个重要机制。

#### 参 考 文 献

- [1] BULANOV S S, ESIRKEPOV T Z, THOMAS A G R, *et al.* Schwinger limit attainability with extreme power lasers [J]. *Physical Review Letters*, 2010, 81(10):220407.
- [2] CHEN W, FAN C Y, WANG H T, *et al.* Numerical study on prolonging lifetime of plasma channels generated by ultra-short laser pulses [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, 25(4):813-816 (in Chinese).
- [3] COUAIRON A, MYSROWICZ A. Femtosecond filamentation in transparent media [J]. *Physical Reports*, 2007, 33(4):1147-1189.
- [4] MEJEAN G, ACKERMANN R, KASPARIAN J, *et al.* Improved laser triggering and guiding of megavolt discharges with dual fs-ns pulses [J]. *Applied Physical Letters*, 2006, 88(2):1101-1105.
- [5] XIONG J, LUO B, PAN W, *et al.* Coupled-mode analysis of modulation instability in frequency-mixing [J]. *Chinese Journal Lasers*, 2005, 32(10):1347-1352 (in Chinese).
- [6] JHA P, MISHRA R K, UPADHYAY A K, *et al.* Self-focusing of intense laser beam in magnetized plasma [J]. *Physics of Plasmas*, 2006, 13(10):103102.
- [7] XIONG H, LIU S Q, LIAO J J, *et al.* Self-focusing of intense laser pulse propagating in underdense plasma [J]. *Laser Technology*, 2010, 34(2):272-274 (in Chinese).
- [8] YU D C, HAO X F, HAO D Sh. Influence of modulation instability induced by Langmuir turbulence in plasma [J]. *Nuclear Fusion and Plasma Physics*, 2013, 33(1):19-24 (in Chinese).
- [9] HAO D Sh. A new accelerated mechanism of protons in high power laser-plasma [J]. *Laser Technology*, 2012, 36(5):653-656 (in Chinese).
- [10] HAO D Sh. Effect of Compton scattering on prohibited band gaps for 1-D ternary un-magnetized plasma photonic crystals [J]. *Laser Technology*, 2013, 37(4):515-518 (in Chinese).
- [11] HAO X F, LI H Y, HAO D Sh. Characteristic of photonic band gap under Compton scattering [J]. *Laser Technology*, 2012, 36(1):107-110 (in Chinese).
- [12] HAO X F, WEN H, HAO D Sh. Influence of Compton scattering on the modulation instability in un-magnetized plasma [J]. *Laser Technology*, 2012, 36(2):572-576 (in Chinese).
- [13] ZHIDKOV A, KOGA J, SASAKI A, *et al.* Radiation damping effects on the interaction of ultra-intense plasma pulse with an overdense plasma [J]. *Physical Review Letters*, 2002, 88(18):5002-5006.
- [14] BULANOV S S, ESIRKEPOV T Z, SAYASHI Y, *et al.* Extreme field science [J]. *Plasma Physical Control Fusion*, 2011, 53(12):4025-4029.
- [15] HU Q L, XIAO G L, YU X G. Radiation damping effects in ultra-intense laser-plasma interaction [J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2013, 25(6):1379-1382 (in Chinese).
- [16] CHEN J Z, BAI J M, SONG G J, *et al.* Effects of laser shot frequency on plasma radiation characteristics [J]. *Spectroscopy and Spectral Analysis*, 2012, 32(11):2916-2919 (in Chinese).
- [17] KONG Q, ZHU L J, WANG J X, *et al.* Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field [J]. *Acta Physica Sinica*, 1999, 48(4):650-660 (in Chinese).