

文章编号: 1001-4322(2006)04-0667-04

Compton 散射下强激光等离子体 空气冲击波波前的传输特性*

郝东山¹, 谢红军²

(1. 黄淮学院 电子科学与工程系, 河南 驻马店 463000; 2. 黄淮学院 信息工程系, 河南 驻马店 463000)

摘要: 根据球对称激光等离子体空气冲击波在自由空间中传输的约束条件, 对多光子非线性 Compton 散射的强激光等离子体空气冲击波波前的传输特性进行了研究, 给出了散射下空气冲击波波前的运动方程, 并进行了数值模拟。结果表明: 该冲击波的衰减过程不仅与爆炸源和爆炸过程的特性、释放总能量、空气的弹性有关, 而且还与散射有关, 散射效应使冲击波的初始半径增大, 衰减过程加快, 能量转移率提高; 数值模拟与实验结果符合得很好。

关键词: 激光; 爆炸; 激光等离子体; 多光子非线性 Compton 散射

中图分类号: O431 **文献标识码:** A

强激光与靶材作用产生等离子体空气冲击波, 是强激光与靶材作用机理研究的重要内容^[1-2], 该冲击波参量的测定为激光与物质作用过程中的物理参量研究提供了新的技术途径^[3]。由于激光等离子体空气冲击波具有点源小、能量密度高、强度衰减快、空间分布对称性好等特性, 因此由泰勒提出的点爆炸空气冲击波波前传输模型一直被人们广泛采用^[4]。虽然该模型与 New Mexico 的原子弹爆炸中场的测量数据符合得很好^[5], 但却与初始波面传播速度和最终波面衰减为声波的实际情况明显不符^[6]。近期, 卞保民等人提出了空气冲击波波前传播的新方程^[7], 证明了泰勒模型仅是该冲击波波前传输方程在中场的近似形式。但是, 以往的研究均未考虑 Compton 效应对空气冲击波波前传输的影响, 本文正是对该问题进行了有益的探索。

1 Compton 散射下激光等离子体空气冲击波波前的传输方程

不考虑多光子非线性 Compton 散射, 球对称激光等离子体空气冲击波波前的传输方程为^[7]

$$R(t) = v_0(t - t_0) \left\{ 1 + (M_0 - 1) \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{R_0}{v_0(t - t_0)}\right)^n\right) \right] \right\} + R_0 \quad (t \geq t_0) \quad (1)$$

$$\frac{dR}{dt} = \left\{ 1 + (M_0 - 1) \left[1 - \left(1 - n\left(\frac{R_0}{v_0(t - t_0)}\right)^n\right) \exp\left(-\left(\frac{R_0}{v_0(t - t_0)}\right)^n\right) \right] \right\} \quad (t \geq t_0) \quad (2)$$

式中: M_0 为 $t = t_0$ 时空气冲击波的初始马赫数 ($t < t_0$ 的时间属于爆炸空气冲击波形成的瞬时阶段); R_0, v_0 分别为 t 时刻的冲击波波前初始半径和空气中的声速; n 为与产生冲击波的爆炸过程性质有关的常数。

当激光场强 $Q = eE_n/m_e c \omega_0 > 0.1$ (Q 是描述场强的无量纲量, 其中 e, m_e, c 分别为电子的电量、质量和真空中的光速; ω_0, E_n 分别为入射激光的圆频率和电场强度, $E_n = 3.21 \times 10^{10} Q/\lambda$, λ 是以 μm 为单位的激光波长, E_n 的单位是 V/cm) 足够强时, Compton 散射非弹性效应开始显现^[8], 散射光子的频率为^[9]

$$\omega = \frac{N\omega_0(1 + \beta_{e0} \cos\theta_0)(1 - \beta_{ef} \cos\theta'_1)}{\xi^2 + \xi N\hbar\omega_0(1 + \beta_{e0} \cos\theta_0)(1 - \cos\theta')/m_e c^2} \quad (3)$$

式中: θ_0 为散射前电子和多光子集团运动方向的夹角; θ'_1 和 θ' 分别为电子静止坐标系中电子运动方向与散射光子运动方向的夹角和光子的散射角; $\xi = |\gamma_{e0} - \gamma_{ef}|/(\gamma_{e0} - 1)$ 是为量度电子散射非弹性而引入的无量纲参量, 其中 $\gamma_{e0} = [1 - (v_{e0}/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_{e0}^2)^{-1/2}$ 和 $\gamma_{ef} = [1 - (v_{ef}/c)^2]^{-1/2} = (1 - \beta_{ef}^2)^{-1/2}$, v_{e0} 和 v_{ef} 分别为电子散射前后的 Lorentz 因子和速度; N 为与电子同时作用的光子数; $\hbar = h/2\pi$, h 为普朗克常数。由此可见, 当发生 Compton 散射时, 由于散射光的存在, 因此可形成耦合空气冲击波。该冲击波波前的能量除了爆炸源转移给它的能量外, 还应包含散射光转移给它的能量, 从而使初始半径和初始马赫数有一个扰动, 即, $R_c = R_0 + \Delta R_0$,

* 收稿日期: 2005-05-28; 修订日期: 2006-02-05

基金项目: 河南省教育厅自然科学基金基础研究计划项目资助课题 (200510918002)

作者简介: 郝东山 (1948—), 男, 河南西平县人, 教授, 主要从事激光物理与光纤通信基础理论研究; haodongshan1948@126.com。

$M_{cM} = M_0 + \Delta M_0$ 。于是,可得到耦合空气冲击波波前传输方程和加速度分别为

$$R_c(t) = v_{c0}(t - t_0) \left\{ 1 + (M_{cM} - 1) \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{R_c}{v_{c0}(t - t_0)}\right)^{n_c}\right) \right] \right\} + R_c \quad (t \geq t_0) \quad (4)$$

$$\frac{dR_c}{dt} = v_{c0} \left\{ 1 + (M_{cM} - 1) \left[1 - \left(1 - n_c \left(\frac{R_c}{v_{c0}(t - t_0)}\right)^{n_c}\right) \exp\left(-\left(\frac{R_c}{v_{c0}(t - t_0)}\right)^{n_c}\right) \right] \right\} \quad (t \geq t_0) \quad (5)$$

$$\frac{d^2 R_c}{dt^2} = -(M_{cM} - 1) n_c \frac{v_{c0}^2}{R_c} \left(\frac{R_c}{v_{c0} t'}\right)^{n_c - 1} \left[1 - n_c + n_c \left(\frac{R_c}{v_{c0} t'}\right)^{n_c} \exp\left(-\left(\frac{R_c}{v_{c0}(t - t_0)}\right)^{n_c}\right) \right] \quad (6)$$

式中; $t' = t - t_0$; v_{c0} 为耦合冲击波波前在空气中的声速; n_c 为与产生耦合冲击波的爆炸过程性质有关的常数。由于球对称空气冲击波在膨胀中强度不断地衰减,波前加速度必小于零,因此 n_c 必满足

$$0 < n_c \leq 1 \quad (7)$$

耦合冲击波初始阶段,因 $t' \ll R_c/v_{c0}$ 时, $\exp[-(R_c/v_{c0}t')^{n_c}] \approx 0$, 所以冲击波波前初始传播速度为

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)_{ce} = M_{cM} v_{c0} = (M_0 + \Delta M_0) v_{c0} \quad (8)$$

爆炸后的中期阶段,满足 $R_c/v_{c0} < t' < R_c M_c/v_{c0}$, $\exp[-(R_c/v_{c0}t')^{n_c}] \approx 1 - (R_c/v_{c0}t')^{n_c}$, 则冲击波波前在爆炸后中期的传播速度为

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)_{cm} \approx v_{c0} (1 - n_c) (M_{cM} - 1) \left(\frac{R_c}{v_{c0}}\right)^{n_c} = v_{c0} (1 - n_c) (M_0 + \Delta M_0 - 1) \left(\frac{R_0 + \Delta R_0}{v_{c0}}\right)^{n_c} \quad (9)$$

波前传播的最后阶段,有 $R_c M_{cM} \ll t'$, $\exp[-(R_c/v_{c0}t')^{n_c}] \approx 1$, 波前衰减为空气中的传播速度,即

$$\left(\frac{dR}{dt}\right)_{cl} = v_{c0} \quad (10)$$

由此可见,散射下的耦合空气冲击波初始和中期阶段波前的传播速度要比无散射时的快,衰减过程加快。

无散射的强空气冲击波的泰勒解为^[4]

$$\frac{dR}{dt} = \frac{2}{5} k \left(\frac{W_n}{\rho}\right)^{1/5} t^{-3/5} \quad (11)$$

式中: E_n, k, ρ 分别为无散射时爆炸源转移给冲击波的总能量、与爆炸过程有关的常数和环境气体密度。结合(9)式,可得到 $n_c = 3/5$ 。由于泰勒计算积分常数 k 应用的空气质量热容比 $r = 1.4$ ^[7], 因此 $n_c = 2 - r$, 则散射下的耦合空气冲击波波前的初始马赫数为

$$M_{cM} = k_c \left(\frac{W_c}{R_c^3 v_{c0}^2 \rho}\right)^{1/5} + 1 \quad (12)$$

式中: W_c 为耦合冲击波总能量, $W_c = W_n + \Delta W_n$, ΔW_n 为散射光引起的冲击波能量的增量; k_c 为与散射下的爆炸过程有关的常量。若散射光子数为 N_s , 其能量全部转移给耦合冲击波波前, 则 $\Delta W_n = N_s \hbar \omega$, 于是有

$$\frac{B(M_{cM} - 1)^5}{\epsilon_c} = \frac{4\pi k_c^5}{3} \quad (13)$$

式中: $B = v_{c0}^2 \rho$ 是表征气体弹性性质的容变弹性模量; $\epsilon_c = 4\pi W_c R_c^3 / 3$ 为耦合冲击波初始能量平均体密度。

假设空中爆炸过程中爆炸源释放的总能量为 W_0 , 则耦合冲击波的能量转移率为

$$\eta_c \left(\frac{t_0}{\tau}\right) = \frac{W_c}{W_0} = \frac{W_n + N_s \hbar \omega}{W_0} = \frac{\epsilon_c}{\rho_E} \quad (14)$$

式中: ρ_E 为爆炸过程中释放总能量的体密度; τ 代表不同物理特性的爆炸持续时间。由此可见,耦合冲击波的能量转移率提高。将(13)式改写为

$$\frac{B(M_{cM} - 1)^5}{\rho_E} = k'_c \eta_c \quad (15)$$

式中: $k'_c = 4\pi k_c^5 / 3$ 为反映爆炸源性质的参量。由(15)式可以看出,耦合冲击波初始马赫数的 5 次方与冲击波初始能量密度成正比。由(4)、(5)、(12)式,可得到

$$R_c(t) = v_{c0} t' \left\{ 1 + (k'_c \eta_c \frac{\rho_E}{B})^{1/5} \left[1 - \exp\left(-\left(\frac{R_0 + \Delta R_0}{v_{c0} t'}\right)^{2-r}\right) \right] \right\} + (R_0 + \Delta R_0) \quad (16)$$

$$\frac{dR_c}{dt} = v_{c0} \left\{ 1 + \left(\frac{k'_c \eta_c \rho_E}{B}\right)^{1/5} \left[1 - (1 + (2 - r) \left(\frac{R_0 + \Delta R_0}{v_{c0} t'}\right)^{2-r}) \exp\left(-\left(\frac{R_0 + \Delta R_0}{v_{c0} t'}\right)^{2-r}\right) \right] \right\} \quad (17)$$

(16)和(17)式便是散射效应下的球对称空气冲击波波前传播的一般方程。由此可见,空气冲击波波前的衰减

过程与爆炸源及爆炸过程的特性、多光子非线性 Compton 散射、爆炸释放总能量、空气的弹性有关。

2 数值模拟

我们仍采用文献[7]的实验数据:环境温度为 $28\text{ }^{\circ}\text{C}$, $v_{c0} = 347\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $r = 4/3$, $M_0 = 495$, $R_0 = 42\text{ mm}$, $t_0 = 10\text{ }\mu\text{s}$, 和我们所构造的修正量 $\Delta M_0 = 12$ 和 $\Delta R_0 = 1\text{ mm}$, 由(1)和(4)式得出的冲击波的直径分别约为 8.5 和 8.7 cm , 如图 1 中的虚线和实线所示。将这两条曲线与 1945 年 7 月 16 日原子弹爆炸记录的实验数据(用圆点表示)相比较, 可看出我们得到的结果与实验记录符合得更好。

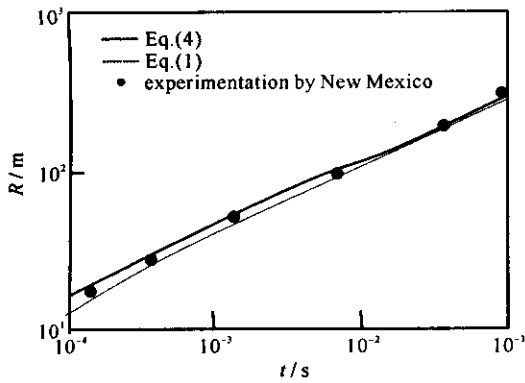


Fig. 1 Contrast about New Mexicios experimental results with Eq. (1) curve and Eq. (4) curve

图 1 由 New Mexicios 得出的实验结果与 (1) 式曲线和 (2) 式曲线的比较

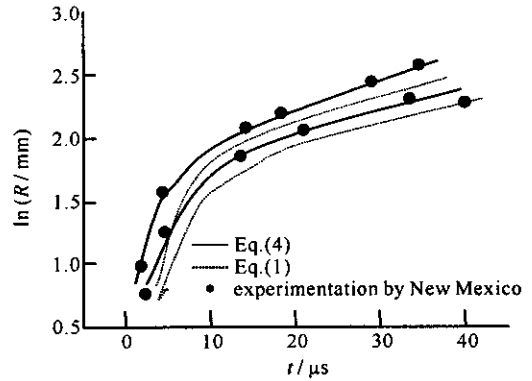


Fig. 2 Contrast about the experimental results of the kinematics of the laser-plasma shock wave in air with Eq. (1) curve and Eq. (4) curve

图 2 激光等离子体空气冲击波实验与 (1) 式曲线和 (4) 式曲线的比较

将耦合冲击波波前实验数据与(1)和(4)式的曲线进行比较, 如图 2 所示。两组实验数据对应的实验参量分别为^[7]: $W_{n1} = 105\text{ mJ}$, $W_{n2} = 40.5\text{ mJ}$, $r = 6/5$, $v_{c0} = 338\text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$, $R_0 = 0.34\text{ mm}$; 其他参量取 $\Delta W_{n1} = 5\text{ mJ}$, $\Delta W_{n2} = 1.8\text{ mJ}$, $\Delta R_0 = 0.01\text{ mm}$, $M_{cM1} = 8.6$, $M_{cM2} = 6.9$ 。则冲击波到达最大速度的时间间隔为 91.52 ns 和 112.22 ns , 初始半径不相等。这说明激光能量越大, Compton 散射越剧烈, 耦合冲击波形成的时间间隔越短, 初始马赫数越大。对应 W_{c1} 和 W_{c2} 的实验结果, 由(15)式, 得到

$$\left(\frac{W_{c1}\eta_{c1}}{W_{c2}\eta_{c2}}\right)^{1/5} = \frac{8.6-1}{6.9-1} = 1.29 \quad (18)$$

即有

$$\eta_{c1}/\eta_{c2} = 1.33 \quad (19)$$

由此可见, 散射下的空气冲击波的能量转移率比未考虑散射的能量转移率大, 且随激光能量的增加而增大。

3 结论

(4) 式能够更精确地描述强爆炸过程产生的球对称空气冲击波波前的传输规律。它表明: 多光子非线性 Compton 效应下的激光等离子体空气冲击波的衰减过程不仅与爆炸源及爆炸过程的特性、爆炸释放总能量、空气的弹性有关, 而且还与散射有关, 散射效应使冲击波的初始半径增大, 衰减过程加快, 能量转移率提高; 数值模拟的结果与强爆炸空气冲击波实验结果符合得很好。

参考文献:

- [1] 陆建. 激光与材料相互作用物理学[M]. 北京: 机械工业出版社, 1996: 122. (Lu J. Physics of laser-materials interaction. Beijing: China Machine Press, 1996: 122)
- [2] 周小红, 景峰, 粟敬钦, 等. 光脉冲在激光放大介质中的非线性传播[J]. 强激光与粒子束, 2003, 15(9): 873-876. (Zhou X H, Jing F, Su J Q, et al. Nonlinear propagation of optical pulse in laser amplifying medium. High Power Laser and Particle Beams, 2003, 15(9): 873-876)
- [3] 袁忠才, 时家明. 等离子体双频点微波透射衰减诊断法[J]. 核聚变与等离子体物理, 2005, 25(1): 78-80. (Yuan Z C, Shi J M. Plasma diagnostic method using the transmission attenuation of microwaves at double frequencies. Nuclear Fusion and Plasma Physics, 2005, 25(1): 78-80)
- [4] 柯朗 R, 李维新. 超声流速与冲击波[M]. 北京: 科学出版社, 1986: 376. (Corrant R, Li W X. Supersonic flone and shock waves. Beijing: Science Press, 1986: 376)
- [5] 张连玉. 爆炸气体动力学基础[M]. 北京: 北京工业学院出版社, 1987: 399. (Zhang L Y. Foundations of explosion gas dynamics. Beijing:

Beijing Institute of Technology Press, 1987; 399)

- [6] 汤普森 P A, 田久安. 可压缩流体力学[M]. 北京: 科学出版社, 1986: 452. (Theompsson P A, Tian J A. Pressible-dynamics. Beijing: Science Press, 1986: 452)
- [7] 卞保民, 杨玲, 陈笑, 等. 激光等离子体及点爆炸空气冲击波波前运动方程的研究[J]. 物理学报, 2002, **51**(4): 809-811. (Bian B M, Yang L, Chen X, et al. Study of the laser-induced plasma and the kinematics of shock waves in air by a way intense explosion. *Acta Physica Sinica*, 2002, **51**(4): 809-811)
- [8] 孔青, 朱立俊, 王家祥, 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. (Kong Q, Zhu L J, Wang J X, et al. Electron dynamics in the extra-intense stationary laser field. *Acta Physica Sinica*, 1999, **48**(4): 650-660)
- [9] 郝东山, 黄燕霞. 多光子非线性 Compton 散射的能量转换[J]. 光子学报, 2003, **32**(4): 441-443. (Hao D S, Huang Y X. Energy conversion of multi-photon nonlinear Compton scattering. *Acta Photonics Sinica*, 2003, **32**(4): 441-443)

Transmission characteristics of the kinematics of the laser-plasma shock wave in air in Compton scattering

HAO Dong-shan¹, XIE Hong-jun²

(1. *Department of Electron Science and Engineering, Huanghuai University, Zhumadian 463000, China;*

2. *Department of Information Engineering, Huanghuai University, Zhumadian 463000, China*)

Abstract: By comparing the kinematical equation of a shock wave in free air, the study of transmission characteristics of the laser plasma shock wave in Compton scattering is presented. The results show that the attenuation course of the kinematics of the laser plasma shock wave is related not only with the explosion fountainhead and the characteristics of the explosion course, total energy release, air elastic, but also with multi-photon nonlinear Compton scattering. Because of the scattering the initial radius of the shock wave increases, the attenuation course shortens, the energy metastasis efficiency rises. The results of the numerical analysis and the actual values of the shock waves in air by a way intense explosion are very tallying.

Key words: Laser; Explosions; Laser-plasma; Multi-photon nonlinear Compton scattering