

超强激光的等离子体烧孔效应

余 玮 沈百飞 宋向阳 邵雯雯 徐至展

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 针对激光聚变快速点火方案中的等离子体烧孔效应, 用活塞模型研究了超强激光压缩等离子体并直接驱动激波的过程, 给出了描述该过程各物理参量的理论定标律。

关键词 超强激光, 激波。

快速点火概念是近期提出的激光聚变新途径^[1], 该方案采用三个步骤: 首先, 用常规聚变激光使靶丸内爆形成高密度芯; 其次, 用点火激光的强大光压在等离子体中烧出一个孔; 最后, 用点火激光产生的超热电子使芯部点火。快速点火方案将激光聚变的技术从研制大型激光器以及增加辐照均匀性转移到迄今知之甚少的超强激光打靶中的等离子体热力学及流体动力学行为的研究。超强激光的等离子体烧孔(plasma boring)效应^[2]是实现快速点火的关键。在文献[3]中, 作者在非相对论条件下研究了等离子体烧孔效应, 重点是激光的渗透及渗透区的等离子体密度分布。当 $I\lambda^2 > 10^{18} \text{ W}(\mu\text{m})^2/\text{cm}^2$ (I 、 λ 为激光强度与波长) 时, 等离子体中的电子在激光驱动下的振荡具有明显相对论特征。目前用于实验的激光强度已达到 $I\lambda^2 \sim 10^{19} \text{ W}(\mu\text{m})^2/\text{cm}^2$ 量级, 并可望在近期达到 $I\lambda^2 \sim 10^{21} \text{ W}(\mu\text{m})^2/\text{cm}^2$, 而快速点火方案所需的点火激光正是这种超强激光。因而有必要针对超强激光进一步研究等离子体烧孔效应。在文献[4]中, 最早提出烧孔效应的 Wilks 指出: 在超强激光打靶中, “相当一部分能量以驱动向等离子体内传播的激波的形式被离子吸收”。本文将结合烧孔效应对这种新的激光吸收机制作定量研究。

当脉宽为 τ 的平顶激光脉冲 (flat-topped laser pulse) 垂直辐照到固体平面靶, 立即在靶内形成一个热波 (thermal wave), 其温度轮廓及时间发展可由 Rosen 提出的自相似解^[5]

$$T(x, t) = T(0, t) [1 - x/l(t)]^{2/5} \quad (1)$$

描述, 其中 $l(t) = \alpha^{7/9}(\text{cm})$, $T(0, t) = \beta t^{2/9}(\text{keV})$ (2)

为热波穿透深度及靶面温度, 它们都随时间增大, (2) 式中的常数 $\alpha = 1.8 \times 10^{15} Z^{-1} (I_a^{5/2} / n_i f_i \ln \Lambda^2)^{7/9}$, $\beta = 4(I_a^2 \ln \Lambda / n_i f_i)^{2/9}$

其中, I_a 为被吸收的激光能流以 W cm^{-2} 为单位, n_0 为靶离子密度以 cm^{-3} 为单位, f_i 描写电离过程取为 2, $\ln \Lambda = 5$ 。由(1)式出发可以求出热波向靶内传播速度

$$dl/dt = 0.78\alpha^{-2/9}(\text{cm/s}) \quad (3)$$

在激光辐照的初始阶段, 热波传播速度远大于离子声速

$$s = 1.5 \times 10^7 \sqrt{\beta} t^{1/9}(\text{cm/s}) \quad (4)$$

激光生成等离子体可视为静止不动的。随着被加热的物质增多,热波的传播变慢,而离子声速则随时间递增,直至 $t = t_m$ 时热波传播速度降至声速量级,等离子体开始流动。由(1)~(4)式可求出

$$t_m = 1 \times 10^{23} (I_a / \ln \Lambda n_i^2 f_i^2 Z^3) \text{ (sec)} \quad (5)$$

时,等离子体中出现激波并迅速达到稳态。此后,激波取代热波成为主导机制。在激光光压超过等离子体热压时,激光压迫等离子体沿着光压梯度向内流动并直接驱动的激波,这就是所谓等离子体烧孔效应。在实验中,临界点附近的等离子体流动速度及方向可以由反射光的多普勒频移测定。等离子体烧孔中,反射光发生红移^[2]。

正如文献[6]所指出,在等离子体烧孔中强激光的作用如同活塞。本文将从这一思想出发,用活塞模型研究超强激光压缩等离子体并驱动激波的过程。在激光驱动的激波波面前是未扰动等离子体(用脚标 0 代表),激波波面后是被压缩等离子体构成密度与温度大致均匀平台区(用脚标 1 代表)。激波两侧等离子体密度、温度有间断性跳跃。在平台区的外沿,激光光压与等离子体热压竞争可以有两种不同的处理方法:一种是文献[3]采用的 Lee 等^[6]提出的方法,它能较精确地描述激光渗透及渗透层的情况、但仅适用于非相对论极限;一种是 Max 等^[7]提出的台阶模型,它完全忽略了激光的渗透,但由于不涉及激光驱动下的电子高速振荡,该模型在相对论条件下仍然适用。文献[3]的研究表明,随着激光强度的增加,被压缩的等离子体的外沿越来越陡峭、光场峰值所在的声速点实际上已移到真空-等离子体界面、与下坪台重合。因而,在 $I\lambda^2 > 10^{18} \text{ W}(\mu\text{m})^2/\text{cm}^2$ 时,完全可以忽略激光的渗透而采用 Max 等的模型。事实上,在研究超强激光与固体靶的相互作用时,通常都以临界面的密度台阶取代密度递减的冕区。根据这个模型,渗透区密度轮廓被简化为上、下坪台之间的密度台阶,台阶两侧的温度仍是连续的,激光光场的峰值位于下坪台,那里的等离子体流动速度等于离子声速,上坪台则直接与激波波面后的平台区相连,激光完全不能渗入平台区。

在与临界面的密度台阶同步的坐标系中,上述模型可以由下列稳态方程描述^[7]:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0, \quad \frac{\partial}{\partial x}[\rho(s^2 + u^2)] - \frac{I}{c}\delta(x - x_c) = 0 \quad (6)$$

式中 ρ , u 为等离子体密度及流动速度, $s = \sqrt{ZT/m_i}$ 为离子声速, T 为等离子体温度, $I/c = (2 - a_s)I_L/c$ 为光压, I_L 和 a_s 为激光强度与吸收率。(2) 式中的 δ 函数表明激光动量在临界面 (x_c) 的局部沉积。由上述方程得到:

$$\rho_2 u_2 = \rho_1 u_1, \quad \rho_2(u_2^2 + s^2) + I/c = \rho_1(u_1^2 + s^2) \quad (7)$$

脚标 1, 2 代表位于上、下坪台的量,由(7)式可解得:

$$u_1/s = \rho_2/\rho_1, \quad I/c = \rho_1 s^2 (1 - u_1/s)^2 \quad (8)$$

在超强激光打固体靶的条件下,靶密度 ρ_0 远大于临界密度 ρ_c ,而下坪台密度 ρ_2 又远小于临界密度,故 $\rho_1 > \rho_0 \gg \rho_c \gg \rho_2$,在(8)式中完全可以因 $u_1/s = \rho_2/\rho_1 \ll 1$ 而略去该项,由此得到 $I/c \sim \rho_1 s^2$,即激光光压与平台区等离子体热压平衡。

激波两侧的量可以用 Hugoniot 关系描述^[8]:

$$\begin{aligned} \rho_1(u_1 - f) &= \rho_0(u_0 - f), & \rho_1 s^2 + \rho_1(u_1 - f)^2 &= \rho_0 s_0^2 + \rho_0(u_0 - f)^2, \\ 5s^2 + (u_1 - f)^2 &= 5s_0^2 + (u_0 - f)^2 \end{aligned} \quad (9)$$

注意到仍处于与临界面的密度台阶同步的坐标系, f , u_0 为该坐标系中的激波传播速度及未

扰动区等离子体流动速度。为了变换到实验室坐标系(用带'的量描述)只需令

$$u' = u + g', \quad f' = f + g' \quad (10)$$

式中 g' 为临界面的移动速度。在实验室坐标系,未扰动区等离子体是静止的,故 $g' = -u_0$ 。由以上各式可求得:

$$\left. \begin{aligned} \rho_1/\rho_0 &= (4P + 1)/(4 + P), & T/T_0 &= s^2/s_0^2 = P(4 + P)/(4P + 1), \\ f'/s_0 &= \sqrt{(4P + 1)/3}, & u'_1/s_0 &= (P - 1)\sqrt{3/(4P + 1)}, \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

式中 $P = I/\rho_0 s_0^2 c$ 为光压与未扰动区等离子体热压的比值,该参量唯一地决定了激波的性质。

关于与等离子体烧孔相联系的光能吸收,则可以从两个不同的角度研究。首先从活塞模型出发,如忽略其他吸收机制,等离子体在激光光压 $2I_L/c$ 的作用下以 u'_1 向靶内推进并驱动激波,光压在单位时间内做功为 $2(I_L/c)u'_1$,因而造成的激光吸收率为

$$A = 2(I_L/c)u'_1/I_L = 2u'_1/c \quad (12)$$

从光子的观点出发,入射激光能流为 $N\hbar\omega$ N 为入射激光的光子流密度,这些光子从以 u'_1 后退的等离子体反射后频率发生红移,反射激光能流为 $N\hbar(\omega - \Delta\omega)$ 。由多普勒频移公式求出相应的吸收率为:

$$A = N\hbar\Delta\omega/N\hbar\omega = \Delta\omega/\omega = 2u'_1/c \quad (13)$$

参 考 文 献

- [1] M. Tabak, J. Hammer, M. E. Glinsky *et al.*, Ignition and high gain with ultrapowerful lasers. *Phys. Plasmas*, 1994, **1**(5): 1626~ 1640
- [2] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak *et al.*, Absorption of ultra-intense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(9): 1383~ 1386
- [3] 余 玮, 沈百飞, 徐至展等, 高强激光直接驱动的压缩激波. *光学学报*, 1996, **16**(2): 142~ 145
- [4] S. C. Wilks, W. L. Kruer, W. B. Mori, Odd harmonic generation of ultra-intense laser pulse reflected from an overdense plasma. *IEEE Trans. on Plasma Sci.*, 1993, **21**(1): 120~ 124
- [5] Ya. B. Zel'dovich, P. Yu. Raizer, *Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena*, Academic, New York, 1966
- [6] C. E. Max, C. F. McKee, Effects of flow on density profiles in laser-irradiated plasmas. *Phys. Rev. Lett.*, 1977, **39**(9): 1336~ 1340
- [7] K. Lee, The modification of plasma density profile by laser radiation. *Phys. Fluids*, 1977, **20**(1): 51

Plasma Boring of Ultra-Intense Laser

Yu Wei Shen Baifei Shong Xiangyang

Shao Wenwen Xu Zhizhan

(Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics, The Chinese Academy Sciences, Shanghai 201800)

(Received 30 October 1995)

Abstract For studying the plasma boring effect occurring in the ICF fast ignition scheme, a simple pistol model is presented to study the plasma compression and shock generation by ultra-intense lasers. Scaling laws are derived for parameters characterizing the process.

Key words ultra-intense laser, shock wave.