

高强激光直接驱动的压缩激波

余 玮 沈百飞 徐至展 冯贤平 李 萍 邵雯雯

(中国科学院上海光学精密机械研究所, 上海 201800)

摘 要 针对高强激光辐照下的等离子体, 研究了当光压超过热压时等离子体沿光压梯度压缩并直接驱动激波的过程。文中借助活塞模型计算了激光直接驱动激波的阈值及各流体动力学参量的理论定标律。

关键词 激波, 高强激光。

引 言

在通常情况下, 等离子体热压远大于光压, 等离子体在其自身热压力的作用下向真空膨胀, 其反方向动量造成一个内向推进的激波(即所谓烧蚀激波), 激光光压则导致对临界点附近等离子体密度轮廓的局部修正。近十年来, 在这方面已作了详细的研究^[1,2]。然而, 在特定条件下, 例如入射激光较强或等离子体温度较低时, 也可能出现相反的情况, 即光压超过热压。这时等离子体不再沿密度梯度向外膨胀, 而是沿着光压梯度向内运动并直接驱动激波。这就是所谓等离子体烧孔(plasma boring)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。在等离子体膨胀中反射光发生蓝移, 而在等离子体烧孔中反射光发生红移^[2,3]。

等离子体烧孔的概念美国利弗莫尔实验室在 1992 年率先提出的^[3], 最近在这方面的实验也已见诸报道^[4]。粗略地说, 在这一过程中强激光的作用就象活塞, 它在等离子体中直接驱动内向传递的激波。在激波波面前是未扰动等离子体(用脚标 0 代表), 在其后是一个由被压缩等离子体组成的平台(用脚标 1 代表)。激波两侧的等离子体温度有间断性的跳跃, 而激波波面后的被压缩等离子体的温度大致相同。与活塞不同的是, 强激光会渗入平台区的外沿, 激光光压与等离子体热压共同决定这个狭窄的渗透区的等离子体密度轮廓, 而所谓激光-等离子体相互作用实际就发生在这个区域。

关于等离子体烧孔的研究完全可以借鉴包含有质动力修正的等离子的膨胀。因为除了等离子体流动方向外, 这两种过程并无本质上的区别, 其基本方程都由稳态流体动力学方程和波动方程组成。在与渗透区同步运动的坐标系中这些方程可写为:

$$\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \quad (1)$$

$$u \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{1}{16\pi\rho} \frac{\partial E^2}{\partial x} \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} + \frac{\omega^2}{c^2} (1 - \rho/\rho_c) E = 0 \quad (3)$$

其中、 ρ, u 为等离子体密度及流动速度, ρ_c 为临界密度、 E 为激光场强、 $p = \rho s^2$ 为等离子压强, $s = \sqrt{ZT/m_i}$ 为离子声速, Z, m_i 为离子电荷与质量, T 为等离子温度。由于激光光压占主导, 等离子体流动速度与入射激光同向。由方程(1)、(2)得到:

$$(u - \frac{s^2}{u}) \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{1}{8\pi\rho} E \frac{\partial E}{\partial x} \quad (4)$$

它表明激光场强在声速点(等离子体流动速度等于声速的点, 用下标 s 代表)达到峰值。对方程(1)~(4)积分并引入无量纲单位后得到:

$$NU = N, \quad (5)$$

$$A^2 - A_s^2 + 2(U^2 - \ln U^2 - 1) = 0 \quad (6)$$

$$(\partial A/\partial \xi)^2 + A^2 - A_s^2 + 4N_s(U + 1/U - 2) = 0, \quad (7)$$

$$\xi = \omega x/c, \quad N = \rho/\rho_c, \quad U = u/s, \quad A^2 = E^2/4\pi\rho_c s^2$$

渗透区密度轮廓是夹持在上、下坪台之间的一段梯度很陡的区域, 上、下坪台构成渗透区的边界。上坪台与激波波面后的平台区相连, 那儿的等离子体密度及流动速度与平台区相同。入射光场在上坪台完全消失, 故 $A = \partial A/\partial \xi = 0$, 由(5)~(7)式得到:

$$A_s^2 = 2(U_1^2 - \ln U_1^2 - 1), \quad (8)$$

$$N_s = U_1 A_s^2 / 4(U_1 - 1)^2, \quad (9)$$

下坪台由脚标 2 代表, 它对应于由入射光及反射光迭加而成的驻波的节点, 故 $A = 0$ 但 $\partial A/\partial \xi \neq 0$, 由(5)~(7)式得到:

$$U_2^2 = 2 \ln \beta / (\beta^2 - 1), \quad \beta = U_1/U_2 = N_2/N_1 \quad (10)$$

$$(\partial A/\partial \xi)_2^2 = A_2^2 (1 - N_2)^{-2} = A_s^2 - 4N_s (U_2 + 1/U_2 - 2) \quad (11)$$

下坪台以下的光场结构采用了 WKB 法。(8)~(11)式构成了一组完整的方程, $N_1, U_1, N_2, U_2, A_s, N_s$ 对于 A_0 的依赖关系可由此解出。渗透区等离子体密度及光场分布一般由密度及光场标尺长度

$$L = |\rho/(\partial\rho/\partial x)|, \quad l = |E^2/(\partial E^2/\partial x)|$$

在临界点(用下标 c 代表)的值描述, 由以上各式不难求得:

$$k_0 L_c = \sqrt{2(1 - N_s^2)(4N_s - N_s^2 - \ln N_s^2 - 3)}^{-1/2} [A_s^2 - 2(N_s^2 - \ln N_s^2 - 1)]^{-1/2}, \quad (12)$$

$$k_0 l_c = \frac{\sqrt{2}}{4} [A_s^2 - 2(N_s^2 - \ln N_s^2 - 1)]^{1/2} (4N_s - N_s^2 - \ln N_s^2 - 3)^{-1/2} \quad (13)$$

其中 $k_0 = \omega/c$ 。位于激波波面与上坪台之间的被压缩等离子体的密度、温度及流动速度可通过 Hugoniot 关系与未扰动区相连, 在与渗透区同步的坐标系中, 未扰动等离子体以速度 u_0 流动, Hugoniot 关系可写作:

$$N_1(U_1 - F) = N_0(U_0 - F) \quad (14)$$

$$N_1 + N_1(U_1 - F)^2 = N_0 S_0^2 + N_0(U_0 - F)^2 \quad (15)$$

$$5 + (U_1 - F)^2 = 5S_0^2 + (U_0 - F)^2 \quad (16)$$

$$F = f/s, \quad N_0 = \rho_0/\rho_c, \quad S_0 = s_0/s = \sqrt{T_0/T}, \quad U_0 = u_0/s$$

其中 f 为激波传播速度。由(14)~(16)式解得

$$F = U_1 + \sqrt{5/(4\eta - 1)}, \quad U_0 = F - \eta \sqrt{5/(4\eta - 1)} \quad (17)$$

其中 $\eta = N_1/N_0$ 。为了变换到实验室坐标系(用上标'代表),只需令

$$u' = u + g', \quad f' = f + g' \quad (18)$$

其中 g' 为实验室坐标系中渗透区的移动速度。考虑到在实验室坐标系中未扰动等离子体是静止的,由(18)式得到 $g' = -u_0$ 。

激光光压与等离子体热压之间的竞争可以由电子在光场中的振荡动能及其热能的比值^[2]。

$$\frac{W}{T} = \frac{1}{4} A_0^2 = 3.2 \times 10^{-13} \frac{I_0 \lambda^2}{T} \quad (19)$$

来衡量,其中光强 I_0 以 W/cm^2 为单位,波长 λ 以 μm 为单位,温度 T 以 eV 为单位。在上述各式中令 $\eta = 1$,可求出激光直接驱动激波的阈值 W_H/T 对于 N_0 的依赖关系如图 1 所示,它表明该阈值随 N_0 的增大而增大,不能简单地以振荡动能等于热能来描述。由上式可证明,在 N_0 较大时 $W_H/T \sim N_0$ 。应当指出,本文的理论模型是非相对论性的,而当 $I_0 \lambda^2 \geq 10^{16} W\mu m^2/cm^2$ 时相对论效应必须考虑,若以波长为 $1.06 \mu m$ 钕玻璃激光辐照 C 靶,靶面温度为 $T = 200 eV$ 时,由烧孔效应的阈值求得 $I_H \lambda^2 = 1.4 \times 10^{17} W\mu m^2/cm^2$,非相对论理论的适用区间十分有限;若改用波长为 $0.248 \mu m$ 的 KrF 激光,则 $T = 200 eV$ 时的阈值强度仅为 $I_H \lambda^2 = 8.8 \times 10^{15} W\mu m^2/cm^2$,非相对论理论的适用区间就大得多。

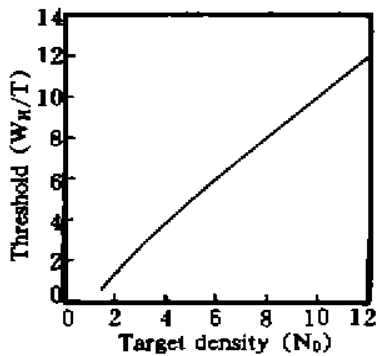


Fig. 1 The threshold for plasma boring effect

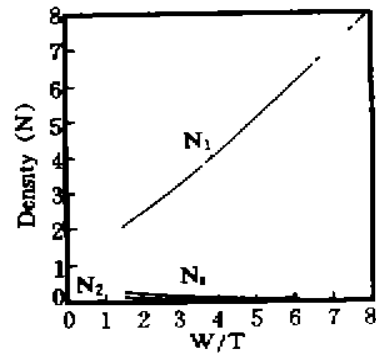


Fig. 2 The W/T dependence of the plasma density at the upper- and lower-density shelves as well as the sonic front

图 2 画出了 $N_0 = 2$ 时,上、下坪台及声速点的等离子体密度对 W/T 的依赖关系。从其阈值 $W_H/T = 1.32$ 开始。上坪台密度随着 W/T 的上升而增大。下坪台及声速点的密度则急剧减小并接近于 0。此时光场的峰已移到梯度平缓的下坪台区且 $A_0 \sim A_3$ 。图 3 画出了临界点光场及密度标尺长度对 W/T 的依赖关系,它表明临界点始终位于光场及密度梯度很陡的区域。随 W/T 的上升,激光渗透深度越来越小而被压缩等离子体的外沿变得越来越陡峭。图 4 画出了实验室坐标系中激波波面及临界面(或渗透区)的传播速度,这两种传播速度方向相同且前者大于后者。这表明位于上述界面之间的被压缩等离子体在向靶内推进的过程中,其空间尺度随时间增大。

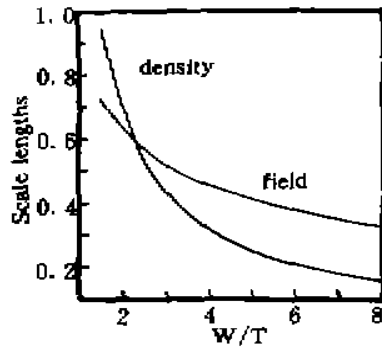


Fig. 3 The W/T dependence of field and density scale lengths at the critical front

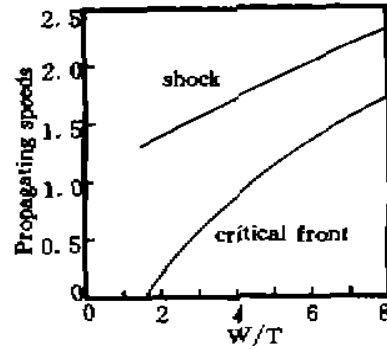


Fig. 4 The W/T dependence of the propagation speeds of the shock and critical fronts

参 考 文 献

- [1] Zhizhan Xu, Wei Yu, Wenqi Zhang, Hydrodynamic modification of an expanding plasma by laser radiation. *Phys. Rev. A*, 1985, **32**(1): 659~661
- [2] X. Liu, D. Umstadter, Competition between ponderomotive and thermal forces in short-length laser plasma. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(13): 1935~1939
- [3] S. C. Wilks, W. L. Kruer, M. Tabak *et al.*, Absorption of ultraintense laser pulses. *Phys. Rev. Lett.*, 1992, **69**(9): 1383~1386
- [4] M. P. Kalashnikov, P. V. Nickles, Th. Schlegel *et al.*, Dynamics of laser-plasma interaction at 10^{18} W/cm². *Phys. Rev. Lett.*, 1994, **73**(2): 260~263

Compressive Shock Directly Driven by Ultra-Intense Laser

Yu Wei Shen Baifei Xu Zhizhan Feng Xianping
Li Ping Shao Wenwen

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

(Received 13 February 1995)

Abstract The plasma compression and shock generation along the light pressure gradient are investigated in an ultra-intense laser irradiated plasma, where the light pressure is dominated over thermal pressure. The threshold for directly driven shock and scale laws for hydrodynamic parameters are calculated by the piston model.

Key words shock, ultra-intense laser.