文章编号：1000-5773(2011)04-0351-08

激光驱动薄膜产生等离子体射流的条件分析*

李 牧，孙承纬，赵剑衡，罗振雄，钟 杰

（中国工程物理研究院流体物理研究所，四川绵阳 621900）

摘要：以聚乙烯薄膜材料为研究对象，从实验物态方程出发，对强激光驱动薄膜材料时影响激光在薄膜后表面形成等离子体射流的主要因素，包括激光强度、波长、脉宽、气库膜材料及厚度，进行了理论和数值分析。研究表明，到达薄膜后表面的冲击波强度足够高时，能够产生气态或等离子体射流，否则卸载过程仍然为凝聚态；对于聚乙烯材料，形成等离子体射流的基本条件是到达薄膜后表面的冲击波强度达到约 80 GPa 以上；采用短波长、较高功率密度、较长激光脉宽的激光驱动具有低汽化温度、低电离阈值的薄靶，更容易实现等离子体射流。

关键词：高能量密度物理；等离子体射流；激光驱动；无冲击加载

中图分类号：O358；TN249 **文献标识码**：A

1 引 言

强激光驱动技术是 20 世纪 80 年代末迅速发展起来的一种新型动高压加载技术，对冲击波物理、天体物理、材料动态特性研究等起到了重要的推动作用[1-5]。其基本原理是：采用脉冲强激光或强激光诱导 X 射线辐照薄膜材料，烧蚀掉一部分膜层后，在剩余薄膜材料内部形成冲击波；当冲击波足够强时，到达薄膜后界面的冲击波发生卸载，形成高速变密度等离子体射流。这种等离子体射流具有广泛的应用前景，例如：它可以实现天体射流的实验室模拟[6-7]，大大缩短了天体射流的加速机制和准直机制的研究周期；此外，它还可以作为一种加载源对材料进行无冲击准等熵压缩[8-15]，是一种新型动高压加载技术，对于固态材料的动态响应研究具有重要意义。目前，采用激光驱动技术已实现了多种金属材料的准等熵压缩，其中铝样品的峰值压力达到 210 GPa，压缩过程所需时间在 10 ns 量级，应变率达到 10^8 s^{-1}，是目前最快的准等熵压缩方法，也极可能是最早实现单轴应变下太帕级准等熵压缩的实验途径[14-15]。

被激光烧蚀的材料吸收激光能量后，以冲击波的形式将能量储存在材料中，这种材料被称为气库材料。已发表的论著中大部分实验都是在很高的激光功率密度下进行的，烧蚀冲击波强度达到 0.1～1 TPa[6-15]，远远超出了形成射流的阈值条件。对于非常薄的气库膜（厚度小于激光的趋肤深度），辐射热波速度远大于冲击波速度，此时射流的产生条件不在本研究的考虑范围。本研究针对较弱功率密度下的较厚气库膜（厚度大于热波影响尺度），通过理论计算和数值模拟，分析影响激光驱动薄膜产生等离子体射流的条件。

2 射流形成条件分析

激光辐照气库膜材料形成射流的关键参数是到达气库膜后界面时的冲击波强度和气库膜相态。当

* **收稿日期**：2010-04-15；**修回日期**：2010-08-24

基金项目：中国博士后科学基金（20080431269）；中国工程物理研究院科学技术基金（2011B0201004）；流体物理研究所发展基金（SFZ20110401）

作者简介：李 牧（1979－），男，博士，助理研究员，主要从事激光与物质相互作用及爆轰与冲击波物理研究. E-mail：limu_eric@yahoo.com.cn

不考虑烧蚀区热传递的影响时，可以认为射流的形成过程是以冲击绝热线为起始的等熵膨胀过程。膨胀过程中，内能转化为动能，温度和密度同时下降，因此形成等离子体射流的必要条件是冲击波后的材料已经发生电离。

根据冲击波关系式，对聚乙烯的冲击绝热状态进行计算。在较高压力下，由于冲击气化和电离的影响，聚乙烯中冲击波速度 D 与波后粒子速度 u_p 可以用分段线性关系描述[16-17]

$$D = c_0 + \lambda u_p \tag{1}$$

式中：c_0、λ 为材料常数。当 Hugoniot 压力 $p_H \leqslant 60$ GPa 时，$c_0 = 3.233$，$\lambda = 1.451$；当 $p_H > 60$ GPa 时，$c_0 = 3.660$，$\lambda = 1.295$。在(1)式中引入冲击波跳跃关系式，得到(p，v)平面上的 Hugoniot 关系为

$$p_H(v) = p_0 + \frac{\rho_0 c_0^2 \eta}{(1-\lambda\eta)^2} \tag{2}$$

式中：p_0 为初始压力，ρ_0 为初始密度，v 为比容，$\eta = 1-(v/v_0)$为体应变。

根据(2)式，利用 SESAME 数据库(Data：7180，17170)[18]，可以计算出聚乙烯的冲击温度和电离度，计算结果如图 1 所示。从图 1 中可以看出：随着冲击波强度的增大，波后温度迅速增加，并且当冲击压力低于 30 GPa 时，温度变化平缓，在较高压力下，温度的上升速率明显增大；电离度随冲击压力呈指数变化，当冲击压力大于 150 GPa 时，电离度超过 1%，而 50 GPa 以下时，电离度小于 10^{-5}。

将(2)式计算得到的 Hugoniot 数据(初始条件为常温常压)作为激光驱动冲击波的初始状态，以冲击波到达卸载面的时刻为初始时刻，通过一维不定常流的黎曼不变量求解卸载射流的速度和状态参量。假设 $t > 0$ 时的卸载过程为等熵膨胀。利用 SESAME 完全物态方程，可以得到卸载过程的等熵线，进而得到卸载射流的终态。

卸载开始时，前沿密度突降，向内部传入中心稀疏波。在等熵假定下，射流前沿的迹线必然是 x-t 平面内的一条特征线，因此物质沿此线的状态变化可以用黎曼关系描述，即

$$\mathrm{d}p + \rho c\,\mathrm{d}u = 0 \tag{3}$$

设卸载前的粒子速度和压力分别是 u 和 p，稀疏波经过后变为 u_r 和 p_r，则(3)式可以写成

$$u_r = u - \int_p^{p_r} \frac{\mathrm{d}p}{\rho c} \tag{4}$$

通过推导以任意 Hugoniot 状态为初始点的等熵卸载线[19]，可以求出(4)式的定解。

图 2 给出了膨胀速度 w 以及膨胀速度与冲击波粒子速度 u 之比 w/u 与冲击压力的关系。可以看出：当冲击压力小于 40 GPa 时，膨胀速度 w 与冲击波粒子速度 u 符合倍增定律；当压力大于 40 GPa 时，膨胀速度与初始粒子速度之比大于 3，出现了明显的拐折；当冲击压力为 108 GPa 时，射流速度达到了 26.6 km/s，速度增量超过 10 km/s。

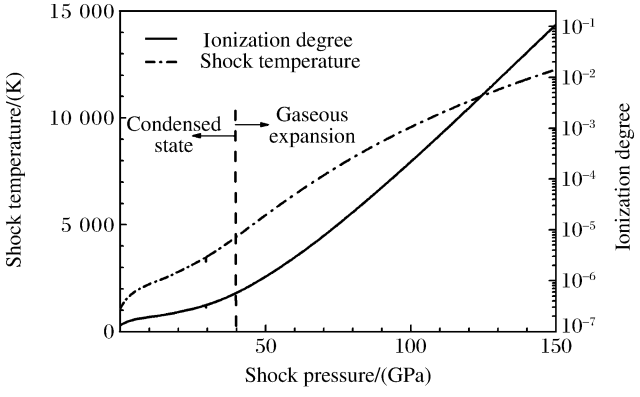


图 1 聚乙烯在绝热冲击状态下的温度和电离度

Fig. 1 Temperature and ionization degree of polyethylene along Hugoniot curve

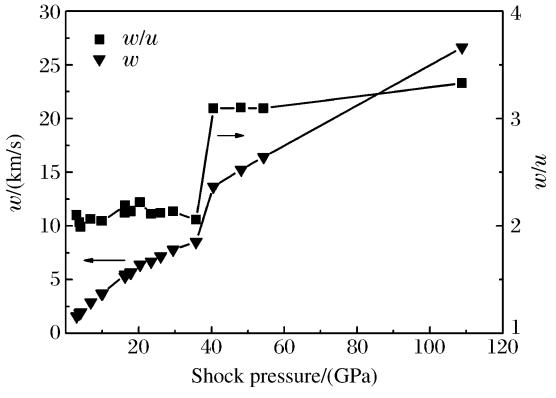
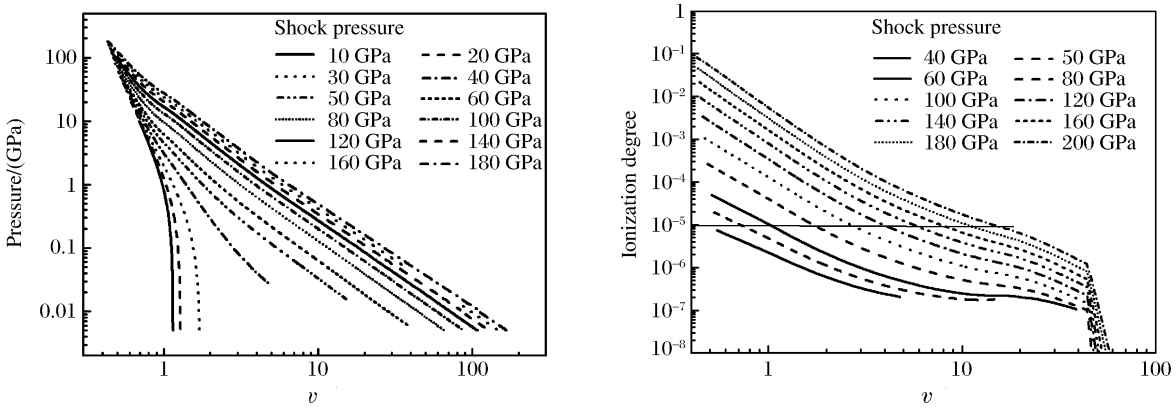


图 2 终态射流速度及速度比与初始冲击压力的关系

Fig. 2 Jet velocity and its ratio to initial particle velocity at different initial shock pressure

图 3(a)为聚乙烯材料膨胀过程的 p-v 曲线。从中可以更明显地看到高压下等熵线斜率的偏折以及膨胀终态的比容。初始压力在临界点(拐点)以下时,终态比容与初始比容较为接近;当压力下降到 1.0 GPa 以下时,p-v 线几乎与横轴垂直,属于明显的凝聚态膨胀。亚临界范围内,终态比容随着初始压力的增大而略有增加,这归因于终态温度增加引起的热膨胀。初始压力在临界点以上时,斜率的偏折出现在膨胀初期,与亚临界膨胀相比,其走向出现了明显的偏折,膨胀比很大,这显然是气体或等离子体膨胀的特点。这种过程与金属材料的相变气化过程不同,金属材料在膨胀过程中,由于比容增加,相变点温度急剧下降,并且下降速率高于热膨胀引起的温度下降,因此即使金属的初始冲击状态为凝聚态,膨胀过程中也可能发生气化。

将拟合的 Hugoniot 曲线作为气库膜后界面的冲击状态,得到初始压力高于临界点时的多种冲击状态在卸载过程中的电离度曲线,如图 3(b)所示。由于 SESAME 数据库中低温低密度的相关数据非常少,导致聚乙烯膨胀 50 倍后的电离度计算值与高密度区中的计算数据之间出现明显的拐折。通常认为电离度超过 10^{-5} 的物质为稠密等离子体,小于 10^{-5} 为弱等离子体。从图 3(b)中可以看出:当冲击压力为 80 GPa 时,终态比容与更高压力下的终态比容接近,并且膨胀比为 10 时电离度在 10^{-6} 以上;当冲击压力低于 80 GPa 时,终态膨胀比有限,电离度更低。因此,可以认为对于聚乙烯材料,80 GPa 的冲击压力是形成等离子体射流的临界条件。



(a) Pressure-specific volume curves　　(b) Ionization degree-specific volume curves

图 3　聚乙烯材料从不同雨贡纽状态等熵卸载过程

Fig. 3　Isentropic unloading processes from different Hugoniot points of polyethylene

综合以上分析可以初步得出以下结论:对于聚乙烯材料,到达卸载面的冲击波压力大于 40 GPa 时才有可能实现气态射流,大于 80 GPa 时才能实现等离子体射流。考虑到激光驱动过程会产生较高的预热温度,实际得到的冲击温度和电离度将稍大于上述计算结果,这更有利于产生等离子体射流,但是若气库膜厚度远大于热波影响尺度,则预热影响基本可以忽略。

3　影响射流形成的因素分析

3.1　入射激光对射流形成的影响

强激光驱动产生的冲击波强度主要取决于激光的波长、功率密度、脉宽等参数。根据大量的实验研究和数值模拟结果,冲击压力的定标关系为[2]

$$p_{s,\max}=\frac{0.8[(A/Z)(13/27)]^{1/3}(1.06/\lambda_0)^{2/3}(0.6/\tau)^{1/8}I_0^{0.7}}{\{1+(120\sin\theta/R_s)[(\lambda_0/1.06)(27/A)]^{1/4}(Z/13)^{1/8}\tau^{0.9}I_0^{0.4}\}^{1.4}} \tag{5}$$

式中:$p_{s,\max}$ 为激光驱动冲击波的峰值压力(TPa),A、Z 为靶物质的原子量和原子序数,λ_0 为激光波长(μm),τ 为激光脉宽(ns),I_0 为激光功率密度(100 TW/cm^2),R_s 为激光焦斑半径(μm),θ 为入射激光光束的会聚半角。

假定入射激光的 $\sin\theta=0.15$，$R_s=500\ \mu m$，则由(5)式可计算出不同波长和不同脉宽激光产生的烧蚀冲击波峰值压力与激光功率密度的关系，如图 4 所示。从图 4 中可以看出：随着波长的减小，相同功率密度下的烧蚀压力大幅增加；相比脉宽较长的激光，脉宽较短的激光产生的烧蚀压力更高，这是因为(5)式中的 $p_{s,max}$ 是以实验测量结果作为拟合数据源，而实验测得的冲击波强度是脉冲结束时刻的冲击压力。数值模拟结果表明，当激光连续加载时，若功率密度不变，则冲击波峰值压力逐渐下降，这是因为烧蚀等离子体变得越来越厚，导致入射到临界面的激光强度随时间略有下降，同时辐射热波和电子热传导随距离的增大迅速下降。

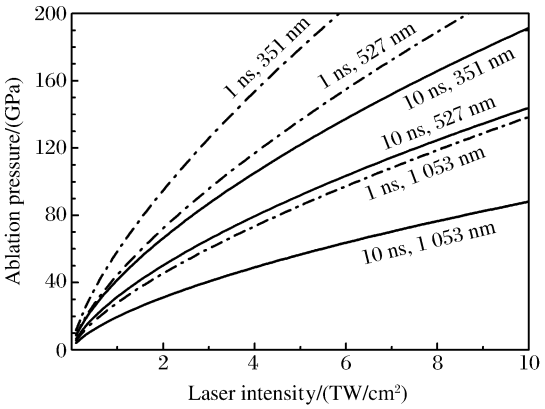


图 4 激光波长和强度对烧蚀冲击波压力的影响

Fig. 4 Influence of laser intensity and wavelength on the ablation shock pressure

结合第 2 节的分析结果可知，若激光加载结束时冲击波刚好传播到气库膜的后表面，则此时气库膜产生气态射流(即冲击波压力大于 40 GPa)的激光条件为：对于基频光(波长为 1 053 nm)，功率密度需大于 2 TW/cm²；对于倍频光(波长为 527 nm)，功率密度则需要超过 1 TW/cm²；对于三倍频(波长为 351 nm)，功率密度达到 0.8 TW/cm² 即可。相应地，产生等离子体射流(即冲击波压力大于 80 GPa)的激光条件是：对于基频光，功率密度需大于 5 TW/cm²；对于倍频光，功率密度则需超过 3 TW/cm²；对于三倍频，功率密度达到 2 TW/cm² 即可。

3.2 气库膜厚度对射流形成的影响

气库膜厚度对到达气库膜后界面的冲击波强度有明显的影响。图 5 给出了强激光在足够厚的靶材中产生的冲击波强度随时间的变化关系，其中：A 对应初始烧蚀面位置，x_0 为激光脉冲结束时烧蚀面位置，x_1 为脉冲结束时冲击波阵面的位置，x_2 为卸载波赶上冲击波时的位置。在激光脉冲加载阶段，虽然冲击波峰值压力会略有下降，但是在热波影响区外冲击波峰值压力基本稳定。当激光脉冲结束后，在烧蚀界面上会形成一系列向靶内传播的稀疏波，传播速度为 $u+c_s$，其中 u 为冲击波后粒子速度，c_s 为冲击波后等离子体声速。假设靶材可以作为流体处理，不考虑热波的影响，认为从烧蚀界面到冲击波阵面之间的区域为均匀区，则根据冲击波关系式可以得到[20]

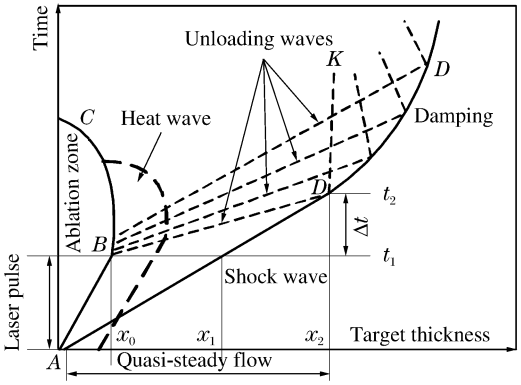


图 5 强激光在靶材中产生的应力波及热波示意图

Fig. 5 Laser ablation stress waves and heat waves in the target

$$c_s=(D-u)\left\{\frac{1}{2}\left[\frac{\lambda D}{(\lambda-1)D+c_0}(\gamma+1)-(\gamma-1)\right]\right\}^{1/2} \tag{6}$$

式中：$Ma=D/c_0'$ 为冲击波马赫数，其中 c_0' 为初始声速；γ 为实用状态方程系数，且 $\gamma=4\lambda-2(1-1/\eta)\lambda^2-1$，其中 η 为波后压缩比，$\eta=\rho_H/\rho_0$。脉冲结束时刻烧蚀面与冲击波阵面的距离 s 为

$$s=D\tau\frac{\rho_0}{\rho}=D\tau\frac{D-u}{D}=(D-u)\tau \tag{7}$$

式中：τ 为激光脉宽。

取 $c_0\approx c_0'$，由(6)式、(7)式可得第一道卸载波追赶上冲击波的时间 Δt，即

$$\Delta t=\frac{\tau(D-u)}{u+c_s-D}\approx\tau\left\{\left\{\frac{1}{2}\left[\frac{\lambda Ma}{(\lambda-1)Ma+1}(\gamma+1)-(\gamma-1)\right]\right\}^{1/2}-1\right\}^{-1} \tag{8}$$

对于弱冲击波,当 $Ma\to1$ 时,冲击波相当于一道弱压缩波,波后声速与初始声速非常接近,因此 $\Delta t\to\infty$,也就是说,弱冲击波几乎不会衰减。对于很强的冲击波,取压缩比为 $\eta=3$,则 $\Delta t\approx\tau/1.5$,此时若考虑烧蚀热波的影响,则波后声速可能远高于上述计算结果,因此实际追赶时间为 $\Delta t\approx\tau/(2\sim3)$。从变化趋势上看,当激光脉宽不变时,追赶时间随冲击波速度的增加而减小;增加激光脉宽将有利于延长卸载波的追赶时间。从靶的厚度来分析,当气库膜厚度小于 x_2 时,冲击波在靶内的传播为准稳态传播,到达后界面的冲击波强度可近似等于烧蚀冲击波强度;当气库膜厚度小于 x_1 时,到达气库膜后界面的冲击波强度略高于(5)式的计算结果;当气库膜厚度大于 x_2 时,由于卸载波的稀疏作用,到达后界面的冲击波强度将大幅下降,要想实现气态射流或等离子体射流,则激光产生的烧蚀冲击波峰值压力需大于第 2 节中得到的临界值。

当卸载波在(x_2,t_2)点处追赶上冲击波后,其波后状态开始沿准等熵线卸载。在卸载的初始时刻,Hugoniot 线与等熵线二阶相切,因此在一定的压力范围内,两条曲线非常接近。假设冲击波的衰减过程为等熵过程,可以得到衰减过程的解析解[20]

$$x=x_0+c_0t+(x_2-c_0\Delta t)\left(\frac{t-t_1}{\Delta t}\right)^{-1/2} \tag{9}$$

$$D=c_0+\frac{1}{2}\left(\frac{x_2-x_0}{\Delta t}-c_0\right)\left(\frac{\Delta t}{t-t_1}\right)^{1/2} \tag{10}$$

根据(1)式~(10)式,可以估算出到达气库膜后表面的冲击波强度。结合形成等离子体射流所需的冲击波强度条件,可以反向估算出激光的加载条件。

4　数值模拟分析

实际上,激光驱动产生的冲击波与上述简化模型存在较大的差别。为了深入理解激光和气库膜参数对射流形成的影响,本研究对射流的形成过程进行了数值模拟。模拟计算是基于 SESAME 数据库和 CE/SE 格式[21-22],充分考虑了详细的体烧蚀模型、临界面反射、等离子体自发辐射等因素[1-5]。数值模拟结果表明:烧蚀冲击波压力与(5)式吻合较好;当气库膜厚度远大于热波影响尺度时,到达气库膜后表面的冲击波状态接近第 2 节中描述的 Hugoniot 状态,气态射流和等离子体射流的压力阈值与第 2 节的理论分析结果一致。以下主要针对超临界情况下激光辐照后应力波和热波的传播特性以及激光和气库膜参数对射流状态的影响进行分析。

图 6 给出了 180 μm 厚聚乙烯气库膜内应力波和热波传播过程中密度、压力和温度的模拟结果。其中:驱动激光脉宽为 3 ns,波长为 351 nm,功率密度为 17 TW/cm^2。对比图 6(a)和图 6(b),可以看出,在激光加载阶段,密度峰值缓慢上升,但压力峰值却几乎不发生变化。这是因为在初始阶段,临界面形成的热波对波前物质的加热作用明显,内能对压力的贡献相对体积压缩对压力的贡献更高。结合图 6(c)可知,辐射预热对波前物质的加热非常明显,影响区厚度约 50 μm,温升超过 1 000 K。在激光加载阶段冲击波波后温度达到约 1.16×10^5 K,临界面左侧烧蚀区的最高温度可达 1.16×10^6 K。因此激光烧蚀产生的冲击波参数分布与飞片对称碰撞产生的冲击波参数分布存在非常显著的差别。波后压力、温度和密度分布都不是均匀分布,临界面到冲击波阵面的压力、密度和速度大致呈线性规律递增,而温度和电离度则近指数下降。当激光脉冲结束后,临界面与冲击波阵面之间的高压高密度区开始向烧蚀区膨胀,临界面附近的密度梯度和压力梯度迅速减小,波动过程如图 7 所示。

图 7 中:AB 为临界面轨迹,激光脉冲结束时,从 B 出发的 BC 为左行压缩波波头,BD 为右行稀疏波波头,即为卸载波。图 7(a)中 BD 在 D 处赶上冲击波并形成反射稀疏波 DK,此后冲击波前锋压力开始下降。从图 6(b)和图 7(a)中可以看出,卸载波追赶冲击波的时间不到 1 ns,即 $\Delta t=\tau/3$。图 7(b)给出了脉宽为 9 ns、功率密度为30 TW/cm^{2}的激光辐照 180 μm 厚聚乙烯气库膜时的 x-t 图。可以看出,当冲击波到达后表面时,激光脉冲还没有结束,冲击波在气库膜内的传播过程基本没有发生弯曲,冲击波强度的变化仅取决于激光与气库膜的相互作用过程,与卸载波的衰减作用没有关系。卸载波出现

时，射流已经形成，并且从 E 点发出的稀疏波波头 ED 与左侧卸载波波头 BD 相交于 D。图 7(b)中 HDK 区域为双向稀疏区，绝对速度的零点出现在该区域。可以看出，在图 7(b)中射流前锋在射流撞击铝靶前的发展几乎没有受到卸载波的影响。若进一步增加激光脉宽，可以得到更高的峰值动量，但是脉宽最大值对应的工况应该是临界面 AB 与射流稀疏波波头 EH 直接相交的时刻，再增加脉宽对改变射流状态没有影响。

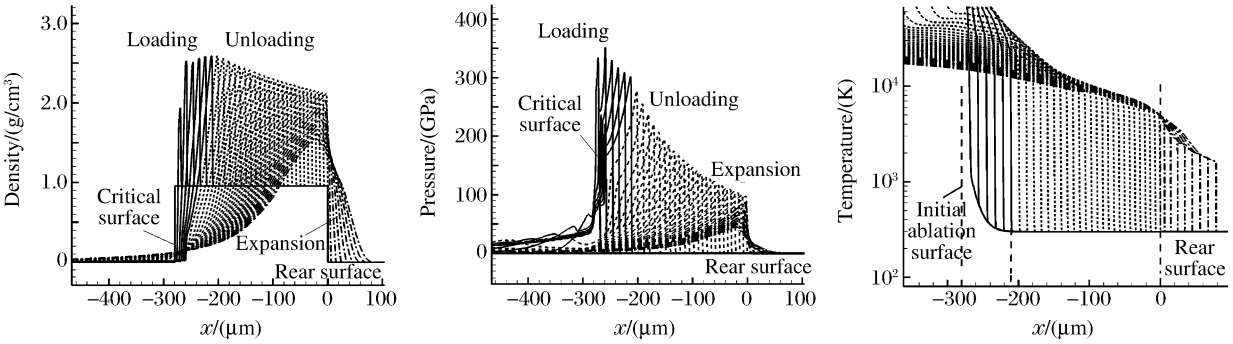


图 6 应力波在气库膜中的传播过程

Fig. 6 Stress waves in the reservoir during laser loading, unloading, and expansion

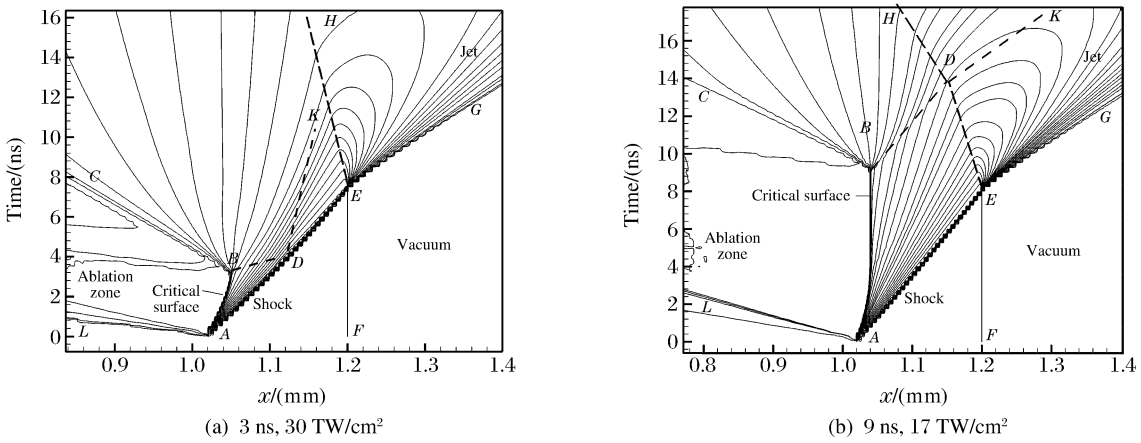


图 7 激光直接驱动气库膜(180 μm 聚乙烯)产生射流的密度等值线图

Fig. 7 Density contour of plasma jet in the reservoir (180 μm polyethylene) directly driven by laser

表 1 列出了数值模拟得到的不同入射激光参数和不同气库膜厚度条件下形成的射流特征以及这些射流对铝靶进行无冲击压缩的特征参数。表 1 中：I 为激光功率密度，τ 为激光脉宽，d_{res} 为气库膜厚度，p_{s} 为激光脉冲结束时的冲击波压力，$p_{\mathrm{s\text{-}rear}}$ 为到达气库膜后表面时的冲击波压力，u_{jet} 为到达铝靶时射流前锋速度(距离铝靶表面 0.4 mm)，p_{load} 为铝靶中无冲击加载压力峰值，t_{rise} 为铝靶加载面压力上升时间。由表 1 可知：随着气库膜厚度的增加，到达后表面的冲击波强度迅速衰减，当厚度为 240 μm 时，冲击波强度仅为激光结束时刻的 1/3；距铝靶表面 0.4 mm 处的射流前锋速度也随着气库膜厚度的增加而降低；此外，铝靶中的无冲击加载压力同样也随气库膜厚度的增加呈下降趋势，并且下降幅度与射流前锋速度的下降幅度基本相当；相反，加载过程的压力上升时间随气库膜厚度的增加而增加，这主要归因于射流速度的整体下降。从表 1 还可以看出：适当延长激光的作用时间，即增加激光脉宽，则到达气库膜后表面的压力峰值 $p_{\mathrm{s\text{-}rear}}$ 越来越接近冲击波压力峰值，而射流的峰值速度也不断增加。铝靶中无冲击加载压力峰值基本正比于总的激光能量，但上升沿的变化并非线性关系。同样，不同激光功率密度条件下，射流峰值速度和无冲击加载压力峰值的变化也与总的激光能量沉积呈类似关系。

表 1　不同工况下产生射流的状态参数及其对铝靶无冲击压缩的特性参数

Table 1　Laser driven plasma jet at different cases and shockless compression characteristics on aluminum targets

No.	I/(TW/cm^2)	τ/(ns)	d_{res}/(μm)	p_s/(GPa)	$p_{s\text{-}rear}$/(GPa)	u_{jet}/(km/s)	p_{load}/(GPa)	t_{rise}/(ns)
1	17	3	120	330	207	45.8	67.5	10.5
2	17	3	150	330	175	40.7	59.3	11.4
3	17	3	180	330	143	36.4	52.6	12.6
4	17	3	210	330	129	33.1	48.3	14.5
5	17	3	240	330	114	30.3	44.1	15.0
6	17	6	180	285	238	48.5	98.5	12.0
7	17	9	180	273	273	51.5	145.0	6.3
8	12	3	180	250	119	30.7	39.4	14.7
9	30	3	180	420	239	48.5	87.5	9.8

5　结　论

以聚乙烯薄膜材料为研究对象,通过理论计算和数值模拟,分析了强激光驱动薄膜时强激光在薄膜后表面形成等离子体射流的条件。结果表明:激光强度、波长、脉宽、气库膜材料以及气库膜厚度等参数对等离子体射流的形成具有显著的影响。就驱动光源而言,用短波长、较高功率密度、较长激光脉宽更容易实现等离子体射流;就气库材料而言,低汽化温度、低电离阈值的薄靶更容易形成等离子体射流。对于聚乙烯材料,形成等离子体射流的基本条件是到达聚乙烯薄膜后表面的冲击波强度超过 80 GPa。由于这种射流不是直接利用激光烧蚀产生的,其能量输运主要通过应力波和热波两种模式实现,因此形成的射流具有低温、高密度和高速的特点,在天体射流模拟和材料准等熵压缩中的应用将非常广泛。

References:

[1] Anisimov S I, Prokhorov A M, Fortov V E. Application of High-Power Lasers to Study Matter at Ultrahigh Pressures [J]. Sov Phys Usp, 1984, 27(3): 181-205.

[2] More R M. Laser-Driven Shockwave Experiments at Extreme High Pressures [A]//Schwarz H J, Hora H, Lubin M J, et al. Laser Interaction and Related Plasma Phenomena [M]. New York: Plenum Publishing Corporation, 1981: 253-276.

[3] Anisimov S I, Luk'yanchuk B S. Selected Problems of Laser Ablation Theory [J]. Physics-Uspekhi, 2002, 45(3): 293-324.

[4] Sun C W, Lu Q S, Fan Z X, et al. Laser Irradiation Effect [M]. Beijing: National Defence Industry Press, 2002. (in Chinese)
孙承纬,陆启生,范正修,等. 激光辐照效应 [M]. 北京:国防工业出版社,2002.

[5] Eliezer S. The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas [M]. Philadelphia: Institute of Physics Publishing, 2002.

[6] Gregory C D, Howe J, Loupias B, et al. Astrophysical Jet Experiments with Colliding Laser-Produced Plasmas [J]. Astrophys J, 2008, 676(1): 420-426.

[7] Woolsey N C, Gregory C D, Kodama R, et al. Laboratory Plasma Astrophysics Simulation Experiments Using Lasers [J]. J Phys Conf Ser, 2008, 112: 042009.

[8] Edwards J, Lorenz K T, Remington B A, et al. Laser-Driven Plasma Loader for Shockless Compression and Acceleration of Samples in the Solid State [J]. Phys Rev Lett, 2004, 92(7): 075002.

[9] Lorenz K T, Edwards M J, Glendinning S G, et al. Accessing Ultrahigh-Pressure, Quasi-Isentropic States of Matter [J]. Phys Plasmas, 2005, 12(5): 056309.

[10] Smith R F, Eggert J H, Jankowski A, et al. Stiff Response of Aluminum under Ultrafast Shockless Compression to 110 GPa [J]. Phys Rev Lett, 2007, 98(6): 065701.

[11] Smith R F, Pollaine S M, Moon S J, et al. High Planarity X-Ray Drive for Ultrafast Shockless-Compression Experi-

ments [J]. Phys Plasmas,2007,14(5):057105.

[12] Yaakobi B,Boehly T R,Sangster T C,et al. Extended X-Ray Absorption Fine Structure Measurements of Quasi-Isentropically Compressed Vanadium Targets on the OMEGA Laser [J]. Phys Plasmas,2008,15(6):062703.

[13] Smith R F,Lorenz K T,Ho D,et al. Graded-Density Reservoirs for Accessing High Stress Low Temperature Material States [J]. Astrophys Space Sci,2007,307(1-3):269-272.

[14] Park H,Remington B A,Braun D,et al. Quasi-Isentropic Material Property Studies at Extreme Pressures:From Omega to NIF [J]. J Phys Conf Ser,2008,112:042024.

[15] Moses E I,Boyd R N,Remington B A,et al. The National Ignition Facility:Ushering in a New Age for High Energy Density Science [J]. Phys Plasmas,2009,16(4):041006.

[16] Marsh S P. LASL Shock Hugoniot Data [M]. London:University of California Press,1980.

[17] Shu H. Laser Driven Shock Wave Stability and Compressions [A]//The 1st High Energy Density Physics Conference [C]. Chengdu,2009. (in Chinese)
舒 桦. 强激光动载下材料的冲击稳定性及压缩性研究 [A]//第一届高能量密度物理会议 [C]. 成都,2009.

[18] Holian K S. T-4 Handbook of Material Properties Database,LA-10160-MS-V. 1C [R]. USA:Los Alamos National Laboratory,1984.

[19] Mo J J. Calculation of Metallic Compression Isentropes and Study on Isentropic Compression Experiments by Detonation Driving [D]. Mianyang:China Academy of Engineering Physics,2006:46-49. (in Chinese)
莫建军. 金属等熵压缩线计算及爆轰加载等熵压缩实验研究 [D]. 绵阳:中国工程物理研究院,2006:46-49.

[20] Li W X. One-Dimensional Nonsteady Flow and Shock Waves [M]. Beijing:National Defence Industry Press,2003. (in Chinese)
李维新. 一维不定常流与冲击波 [M]. 北京:国防工业出版社,2003.

[21] Chang S C. The Method of Space-Time Conservation Element and Solution Element—A New Approach for Solving the Navier-Stokes and Euler Equations [J]. J Comput Phys,1995,119(2):295-324.

[22] Zhang Z C,Yu S T J,Chang S C,et al. A Modified Space-Time Conservation Element and Solution Element Method for Euler and Navier-Stokes Equations [A]//Proceedings of the AIAA Conference [C]. Albuquerque,1999:3277.

Conditions Analysis of Laser-Driven Plasma Jet

LI Mu,SUN Cheng-Wei,ZHAO Jian-Heng,LUO Zhen-Xiong,ZHONG Jie

(*Institute of Fluid Physics,CAEP,Mianyang* 621900,*China*)

Abstract: Laser-driven plasma jets provide a new way to simulate astrophysical jets and generate shockless loading in solids to high pressures,which are very important in the researches of high energy density physics. The experiments are all under the conditions with very high laser intensity in literatures,but there is no criterion of the basic condition under which the plasma jets can form from the rear surface of the driven film. The main objective of the current study is to investigate the effects of laser intensity,wavelength,pulse width,target material,and target thickness on plasma jet using analytic numerical methods. The results show that the shock strength before exiting the rear of the reservoir must be higher than a threshold value for jet formation. For polyethylene,this value is about 80 GPa. The lower wavelength,boiling temperature,and ionization threshold value,and higher laser intensity,longer pulse width,thinner target,the plasma jet is more easily achieved for the thin target with low boiling temperature and small ionization threshold value when irradiated by a pulsed laser with high intensity,short wavelength and long pulse width.

Key words: high energy density physics;plasma jet;laser-driven;shockless loading