

## 研究快讯

# 用激光等离子体实验对天体物理动力学过程 进行模拟的可行性研究\*

夏江帆 张 军 张 杰

(中国科学院物理研究所光物理实验室 北京 100080)

(2001 年 2 月 12 日收到)

采用当前最先进的激光装置与物质相互作用,可以获得与天体物理过程中相同或相似的条件,并进而开展利用激光等离子体模拟天体物理现象的实验.然而,激光等离子体为微米空间尺度、纳秒存活时间,而天体物理对象则为宇宙学的极大的时间与空间尺度.对在物理上和实际操作上将这两种表面上存在巨大差异的物理过程对应起来从而利用激光等离子体研究天体物理过程的可能性进行了讨论.特别是对利用国内的激光装置开展模拟实验的可行性进行了讨论.

关键词: 超强激光, 实验室天体物理学, 标度变换, 流体动力学

PACC: 9530, 5250J

## 1 引 言

20 世纪 90 年代以来,锁模激光技术与啁啾脉冲放大(CPA)技术的结合<sup>[1]</sup>,加上新型激光晶体的研制,大大提高了激光装置的能量、功率、和强度<sup>[2]</sup>,这给整个物理学带来了极大的冲击和崭新的机遇<sup>[3]</sup>.当前,强大的激光在微米尺度上所集中的能量密度比采用其他任何手段所获得的要高得多.采用这种强有力的激光装置,可以获得与天体物理过程中相同或相似的条件,因此成为激光等离子体物理学家深感兴趣的研究内容,同时也引起了天体物理学家的广泛关注.现在它不仅正在成为世界各主要的强激光实验室研究的中心内容之一<sup>[4,5]</sup>,事实上也逐渐成为天体物理学的重要分支领域,成为在天文观测、理论模拟之外的第三种手段<sup>[6]</sup>.人类由此获得了在实验室环境中定量地检验天文观测与模型的能力.

然而,激光等离子体为微米空间尺度、纳秒存活时间,而天体物理过程则对应着极大的时间与空间

尺度,两者之间巨大的反差不仅使得用激光等离子体对天体物理过程在实际进行模拟的可操作性上存在困难,而且这种模拟在物理上的可靠性也值得怀疑.最近,研究人员提出了相似性原则和标度变换的思想,大大提高了模拟的可靠性和可操作性.例如,激光等离子体物理学家与天体物理学家密切合作,建立了超新星、超新星遗迹的流体动力学与强激光等离子体相互作用的流体动力学之间的标度变换<sup>[7,8]</sup>.不过,现有这方面的研究主要是在国外的 Nova 激光装置、Gekko 激光装置等超大型激光器上进行的.本文讨论利用国内现有的激光装置来模拟天体物理动力学过程的可能性.

## 2 强激光天体物理中的标度变换原则

天体等离子体与激光等离子体的长度、时间与密度等尺度存在明显的差别,因此必须通过某种变换将这两种等离子体联系起来<sup>[9]</sup>.在流体动力学和磁流体力学方面,内部过程的一致性实验室模拟天体物理过程的理论依据<sup>[10]</sup>,由此建立的变换称之

\*国家自然科学基金(批准号:19825110,60078008)、国家高技术核聚变主题(批准号:363-416)和国家重点基础研究专项经费(批准号:G1999075200)资助的课题.

为标度变换.

我们必须认识到,并不存在普适的变换规律,不可能利用激光等离子体复制空间等离子体的所有细节.其次,一般说来,标度变换主要是针对具有相同内部过程的等离子体进行的,因此,标度变换本身必须通过针对具体现象进行研究来确定.例如,对于可由磁流体动力学(MHD)方程或 Vlasov 方程描述的碰撞或无碰撞等离子体,标度变换可以通过将方程无量纲化来进行,由无量纲变量来定义标度关系.最后,一般情况下,不可能同时严格满足所有的标度规律,必须作某些修正,例如,最重要的参数作精确的标度变换,而次要的变量则允许偏离.

### 3 流体动力学与磁流体动力学的标度变换

当前国际上的热点,集中在对于超新星(SN)和超新星遗迹(SNR)的流体动力学的模拟上<sup>[7,8,11-17]</sup>.标度变换的第一个严格的理论形式,正是在对它们的模拟研究中提出的.

#### 3.1 超新星的实验模拟

超新星是高度演化恒星的灾难性爆炸<sup>[18]</sup>.其中,中心核塌缩超新星是由强大的冲击波驱动的,强大的冲击波同时引起流体动力学不稳定性.在理论上,超新星中的流体动力学情况与实验室实验之间可以用一种精确的一一对应关系来描写,这正是所谓的标度变换关系,图 1 给出了对超新星的理论模拟和实验模拟,图中显示的相似性是显而易见的.在天体环境和实验室的条件下,雷诺数(即惯性力与黏滞力的比率)及 Peclet 数(即对流与热传导率的比率)都很大,黏滞力与热扩散可忽略不计,界面上的动力学可用多维气体中的欧拉方程来描写<sup>[7]</sup>

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) &= -\nabla P, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial P}{\partial t} - \gamma_a \frac{P}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla P - \gamma_a \frac{P}{\rho} \mathbf{v} \cdot \nabla \rho &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

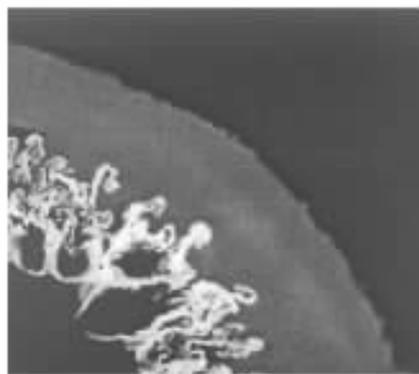
其中  $\rho$  为密度,  $\mathbf{v}$  为流体速度,  $t$  为时间,  $P$  为气压,  $\gamma_a$  为绝热系数.以上方程分别表示动量、质量及能量守恒.直接在(1)式中替换可看出在以下的标度变换下(1)式是不变的:

$$\begin{aligned} h_{\text{SN}} &\rightarrow ah_{\text{lab}}, \\ \rho_{\text{SN}} &\rightarrow b\rho_{\text{lab}}, \\ P_{\text{SN}} &\rightarrow cP_{\text{lab}}, \\ t_{\text{SN}} &\rightarrow a(b/c)^{1/2}t_{\text{lab}}, \end{aligned} \quad (2)$$

其中  $h, \rho, P$  及  $t$  分别是特征空间、密度、压强及时间尺度.将标度变换(2)式代入(1)式,  $a, b, c$  常数正好一一抵消,因此,由欧拉方程(1)描写的动力学在 SN 及激光实验中是完全等价的,在激光实验中获得任何认识可以通过投影(2)式直接应用到 SN 中去,一组有关的对应关系如表 1 所示.

表 1 超新星爆发物理过程与激光等离子体物理过程的标度变换

	超新星	激光等离子体实验
$h$	$10^{11}$ cm	$50 \mu\text{m}$
$\rho$	$8 \times 10^{-3}$ gcm <sup>-3</sup>	$4$ gcm <sup>-3</sup>
$P$	40 Mbar	0.6 Mbar
加速度 $g = \frac{\nabla P}{\rho}$	$10g_0$ ( $g_0$ 为地球表面重力加速度)	$10^{10}g_0$
$t$	2000s	20ns



(a)



(b)

图 1 对超新星的理论模拟和实验模拟

(a)对 SN1987A 的理论模拟( $t = 12557$ s) (b)激光实验( $t = 35$ ns)

### 3.2 超新星遗迹的实验模拟

冲击波(SW)动力学支配着 SNR 的演化. 从 SN 喷出的快速扩散的喷流驱动的 SW 向前进入周围介质, 同时喷流受积累物质的减速作用, 形成了一个反向的 SW. 喷流与周围介质接触点即接触间断点, 出现流体动力学不稳定. SN 的喷流速度很快, 约  $10^4 \text{ km/s}$ , 而内环则是相对静止的,  $\sim 10 \text{ km/s}$ , 其直径约 1 光年. 当前, 最受关注的 SNP 是 SN1987A. 它不仅包括向环境介质扩展的标准 SN 喷流, 还有一个神秘的内部核和 2 个外部类似于星云的内环.

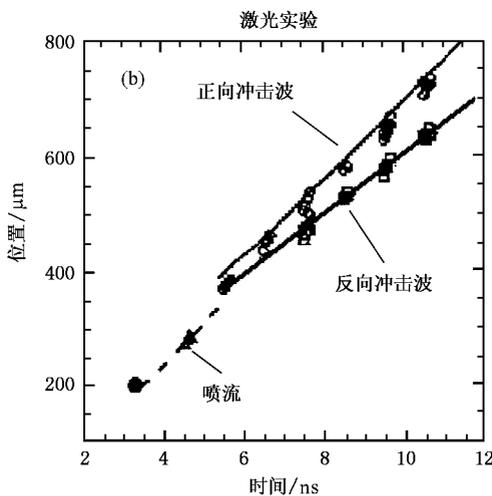
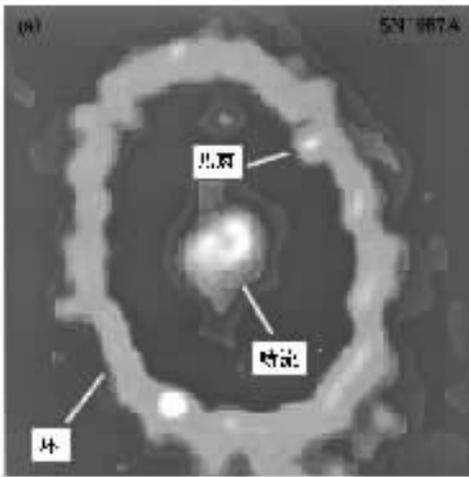


图 2 对 SNR 的演化动力学的天文观测与实验模拟

(a) SN1987A 内部环的照片 (b) 激光实验研究的强冲击波动力学

激光实验能产生类似于 SNR 中的 SW 结构<sup>[7, 12, 13, 16]</sup>. 至少在一维方向上, 实验室获得的结果与 SNR 形成的基本动力学是相似的: 由 SW 引起的快速运动的喷流进入了周围低密度的静态环境中, 将发射一个正向 SW 进入环境介质, 同时发射一个

反向 SW 进入停滞的喷流, 这与 SNR 形成的动力学过程类似, 如图 2 所示. 因此利用自相似模型<sup>[19]</sup>, 激光等离子体的实验可用于模拟 SNR 的一维动力学. 估计在喷流与环境等离子体相遇的接触间断点是流体动力学不稳定的, 因此有必要进行三维的实验模拟. 目前正在设计相应的激光实验研究强冲击波与局域高密度球形物质相互作用的三维特性<sup>[20]</sup>.

对 SN1987A 而言, 等离子体密度足够低, SW 并不是辐射性的, 因此辐射致冷时间尺度  $\tau_{\text{rad}}$  比流体动力学时间尺度  $\tau_{\text{hydro}}$  大得多,  $\tau_{\text{rad}}/\tau_{\text{hydro}} \gg 1$ . 同时, 环境磁场  $B \sim 100 \mu\text{G}$  足够大, 离子的 Larmor 半径比感兴趣的空间尺度小得多. 因此, 等离子体可由流体动力学欧拉方程描写, 这样, 它满足相同的标度变换规律(2)式. 从 SNR 到实验室的一维变换中, 其标度变换为

$$0.03 \text{ ly} \rightarrow 100 \mu\text{m}; 10^4 \text{ km/s} \rightarrow 60 \text{ km/s}; 1 \text{ a} \rightarrow 1 \text{ ns} \text{ (SNR 上的 13a 相当于实验室中的 8ms)}.$$

### 3.3 磁流体动力学标度变换

由(2)式给出的标度变换对(1)式是不变的, 这是激光等离子体实验模拟 SN 与 SNR 的关键. 欧拉方程(1)适用于这些物理过程, 其约束条件是: 1) 耗散过程的影响不大, 即黏滞力、热扩散与辐射致冷可忽略不计; 2) 等离子体为多维气体, 其内能正比于气压. 除此之外, 还必须假定磁场对气体运动无影响, 即磁压比气压小得多. 对于 SN 与 SNR, 这是正确的. 但对于某些磁场极其重要的领域, 例如磁化天体如中子星附近的等离子体流, 这一标度变换并不成立. 在此需要引入描写磁化等离子体的 MHD 方程:

$$\begin{aligned} \rho \left( \frac{\partial \mathbf{v}}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla \mathbf{v} \right) &= -\nabla P - \frac{1}{4\pi} \mathbf{B} \times \nabla \times \mathbf{B}, \\ \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times \mathbf{v} \times \mathbf{v}, \end{aligned} \quad (3)$$

其中  $\mathbf{B}$  为磁场, 采用 CGS 单位制. 同样可以看出(3)式在以下变换中不变:

$$\begin{aligned} h_{\text{astro}} &\rightarrow a h_{\text{lab}}, \\ \rho_{\text{astro}} &\rightarrow b \rho_{\text{lab}}, \\ P_{\text{astro}} &\rightarrow c P_{\text{lab}}, \\ t_{\text{astro}} &\rightarrow a (b/c)^{1/2} t_{\text{lab}}, \\ \mathbf{v}_{\text{astro}} &\rightarrow (c/b)^{1/2} \mathbf{v}_{\text{lab}}, \\ \mathbf{B}_{\text{astro}} &\rightarrow (c)^{1/2} \mathbf{B}_{\text{lab}} \end{aligned} \quad (4)$$

可称标度变换(2)为欧拉变换, 相应地标度变换(4)

称阿尔芬-欧拉变换<sup>[21]</sup>.

## 4 利用国内现有激光装置研究天体物理动力学过程

将实验室中的激光等离子体过程对应到天体物理等离子体过程的标度变换,需要考虑以下三个方面的问题.首先,对于介质中的压力主要由冲击波决定的情况,描写密度、动量和熵的欧拉方程在保持  $vt/h$  不变的任意变换下是不变的,其中  $v, t, h$  分别为方程中的速率、时间和长度.其次,在激光实验中线性 Reyleigh-Taylor (RT) 不稳定性增长的模式要与天体系统中的相当,即这种线性增长的速率可由相应的时间标度变换联系起来.第三,激光等离子体模拟超新星爆发或超新星遗迹演化具有特别的优越性,这主要是因为两种等离子体的密度、速率和压强在一维方向具有相似的空间分布,尽管其绝对值相差甚远,但这种几何上的相似性使得标度变换成为可能.

从以上的讨论可以看出,利用激光等离子体研究天体物理现象,对于其中的动力学过程特别有用.在两种条件下,喷流都从一侧进入,同时驱动一个正向冲击波穿过环境物质.随着喷流的扩展和冷却,喷流中的压强下降直到无法维持正向的冲击波.此时形成一个反向的冲击波离开正向冲击波并进入迎面而来的喷流中.反向冲击波引起速率降低,不过在喷流和环境物质的接触面上,速率和压强均保持连续性.此外,大多数的实验设计均为平面靶,而在实际上,超新星爆发为各向同性,球对称结构.这意味着模拟只在超新星爆发时小的空间范围和时间范围中有效.其次,即使使用 Nova 激光装置,激光产生的冲击波也远远低于超新星爆发,但利用标度变换,依然可以实现流体动力学的模拟.不同的激光装置产生的冲击波强度与速率彼此不同,但只要满足以上的几个条件,使用不同的标度变换,是可以实现模拟的.实验的主要价值在于检验模型,而不得复制天体物理系统.

我国的强激光计划已经走过了二十余年,取得了丰硕的成果.建立起以神光一号、神光二号为代表的强激光装置.九十年代初,中国原子能研究院建成天光一号激光装置.九十年代中期,中国工程物理研究院建成星光二号装置.这是我国以 ICF 为主要目的而建造的激光装置.表 2 给出了国内大型激光装置的基本参数.作为比较,表中也列出了物理新建成

的极光一号的有关参数.

表 2 国内典型激光装置的基本参数

	神光二号	星光二号	天光一号	极光一号
能量/J	6000	260	400	36mJ
脉宽/ns	1	1	200	25fs
口径/mm	245	200	260	9
波长/nm	1054	1054	248	800
焦斑半径/ $\mu\text{m}$	380 $\mu\text{m}$	150	0.7mrad	10
或发散角				
可聚焦强度/ $\text{W}\cdot\text{cm}^{-2}$	$5 \times 10^{19}$	$10^{19}$	$10^{16}$	$10^{19}$

如同利用强激光进行的大多数流体动力学实验一样,利用国内现有激光装置研究天体物理动力学过程,基本的要素是相同的.激光打靶、产生喷流,同时产生冲击波,观察喷流与冲击波的相互作用.通过在真空中注入低压气体,光电离与预电离等方式产生低温、低密度无定向速率的环境等离子体可用于模拟星际介质.激光-靶相互作用,通过蒸发、离化与膨胀扩张直接产生较高扩张速度的烧蚀等离子体可用于模拟 SN 爆发.此外,激光等离子体冲击在靶内部形成冲击波后朝激光方向扩展的回流,与烧蚀等离子体相似.密度更高,速度略低的冲击等离子体可用于模拟 SN 爆发等天体物理喷流现象,它与环境等离子体的相互作用正是 SNR 的最佳模拟.激光辐照固体靶,向里传播的高压、高加速度,接近固体密度高加速度致密物质也可用于模拟 SNR 及 RT 不稳定性.

由加速驱动的 RT 不稳定性,由冲击波引起的 Richtmyer-Meshko (RM) 不稳定性在 SN 和 SNR 的观测与理论解释中起着十分重要的作用.而 RT 不稳定性和 RM 不稳定性是 ICF 研究的中心内容之一,从七十年代以来,在内爆动力学的研究中由界面不稳定性导致的流体动力学混合是最关键的技术问题.研究人员在激光聚变实验中对此进行了大量研究,积累了十分丰富的经验.在这方面的全部数据结果和实验技巧,例如 X 射线的产生与探测、光谱与干涉测量技术,特别是与冲击波有关的实验与诊断,都可以在实验室天体物理得到应用.

与 ICF 的研究途径类似,激光实验模拟分为直接驱动与间接驱动两大类.最近台面超短脉冲激光与团簇相互作用的进展,使得激光模拟天体物理出现了第三种途径:超短脉冲激光驱动的团簇冲击波模拟.

### 4.1 直接驱动方案

早期的 ICF 实验采取直接驱动方案<sup>[22]</sup>.利用

$> 100\text{TWcm}^{-2}$  的强激光直接辐照靶材料, 获得了速度  $> 100\text{km/s}$  的辐射性冲击波. 近年来经过对靶材料与结构的改进, 利用先进的诊断技术, 将这一思想应

用到天体物理现象的模拟中<sup>[23]</sup>.

图 3 给出了强激光作用下喷流与冲击波的产生及其诊断示意, 其中的小图为一种可能的靶结构.

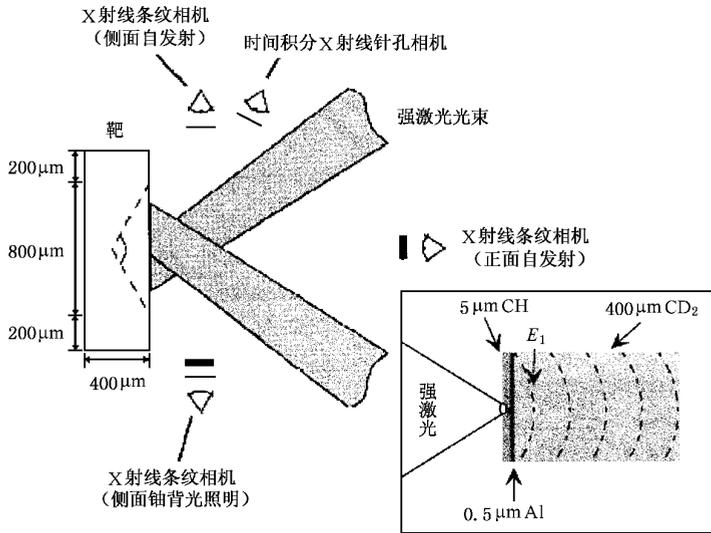


图 3 喷流与冲击波的产生及其诊断(直接驱动, 其中的小图为一可能的靶结构)

在神光一号的 ICF 实验中, 已经产生了 8Mbar 的冲击波<sup>[24, 25]</sup>, 获得了  $> 300\text{km/s}$  的内爆速率<sup>[26]</sup>, 以及很高转换效率的 X 射线, 这些工作为采取直接驱动方案模拟天体物理动力学过程打下了很好的基础. 在神光二号最近开展的物理实验中, 获得了  $> 3 \times 10^9$  中子产率. 这一最新建成的更加强化的激光装置, 在直接驱动模拟天体物理现象中必将大有用武之地.

#### 4.2 间接驱动方案

与 ICF 间接驱动方案<sup>[27, 28]</sup>类似, 这一方案利用强激光与金空腔靶相互作用产生热分布 X 射线, 将能量沉积在 X 射线上, 由 X 射线压缩靶材料, 产生冲击波. 如图 4 所示, 图中的小图为一可能的靶结构<sup>[29]</sup>. 有关冲击波的物理参数、介质密度分布等性质, 通常是采用 X 射线照相术获得. 而用于照相的背光 X 射线常常是通过将激光光束辐照在 Fe 或 Sc 板上产生的  $K\alpha$  X 射线.

神光一号是以间接驱动为主的激光装置, 在热分布 X 射线的产生与诊断以及 X 射线照相术方面具有优势. 在星光二号的物理实验<sup>[30]</sup>中, 利用特殊设计的靶, 获得了亮度很高的 X 射线和冲击波, 这对于天体物理模拟都是有利的保证.

#### 4.3 台面超短脉冲激光驱动的团簇冲击波

超短脉冲与原子团簇相互作用的优越性除了具有极高的吸收效率 ( $> 95\%$ ) 之外, 另一好处是来自于库仑爆炸与流体动力学扩张的强烈的冲击波<sup>[31]</sup>. 尤其令人深感兴趣的是这种相互作用并不需要巨型激光装置, 普通光学实验室拥有的台面超短脉冲激光装置就可以满足要求.

最近, 美国 LLNL 的科学家利用一台小型超短脉冲激光器 Falcon 进行了模拟天体物理过程的尝试, 获得了鼓舞人心的结果<sup>[32]</sup>. 中科院物理所已经建成台面 TW 激光装置极光一号<sup>[33]</sup>, 并开展了超短脉冲与原子团簇相互作用的研究<sup>[34]</sup>. 利用这一台其指标(见表 2)远远超过 Falcon 的装置开展类似的研究, 对于天体物理中的辐射性冲击波<sup>[35]</sup>、磁场等离子体<sup>[36]</sup>的模拟将会有极大的推动作用. 而且, 与巨型激光装置相比, 在台面激光方面, 我们与国外的差距并不大, 在一些方面甚至优于国外.

## 5 结 论

通过标度变换, 我们将极大的空间尺度和极长的时间尺度上的天体物理问题搬到实验室中, 通过激光等离子体实验对天体等离子体进行模拟研究.

由于激光等离子体相互作用的物理过程可以通过对实验条件的控制来改变,其初态与末态是可以严格描写的,因此标度变换大大提高了我们认识天体物理现象的能力。

标度变换的物理本质是物理过程的内在一致性,在物理上表现为这两类等离子体中发挥主要作用的是相同的机理,而在数学上则是由相似的方程组来描写的磁流体动力学方程组。因此,我们使用标度变换的原则是,利用激光等离子体实验,增进对天体物理内部过程的理解,而对天体物理内部过程理

解程度的提高,将使我们可以更加得心应手地使用标度变换律。利用标度变换这一工具,我们能够在不增加激光能量或强度、不增加实验复杂性的前提下,使用国产的激光器达到我们的目的。

对天体物理现象的实验室模拟是一项复杂的系统工程。仅以超新星爆发的光变曲线而言,其中不仅涉及到流体动力学过程,还涉及到不透明度等等问题。本文仅仅是就这一模拟的某些原则作些说明,并不涉及模拟的整个框架。如能在此原则的基础上开始具体的实验工作,则为幸甚。

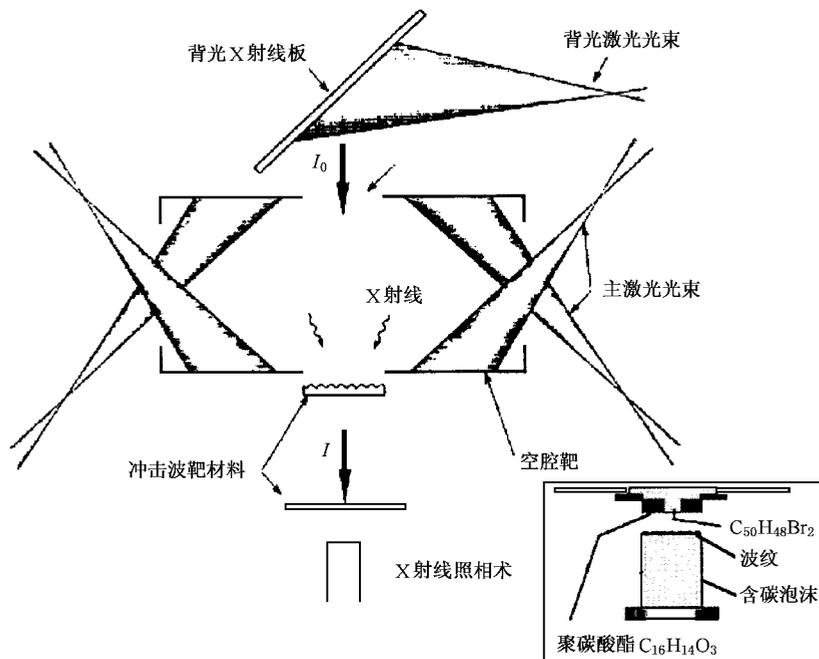


图4 喷流与冲击波的产生及其诊断:间接驱动(其中的小图为一种可能的靶结构)

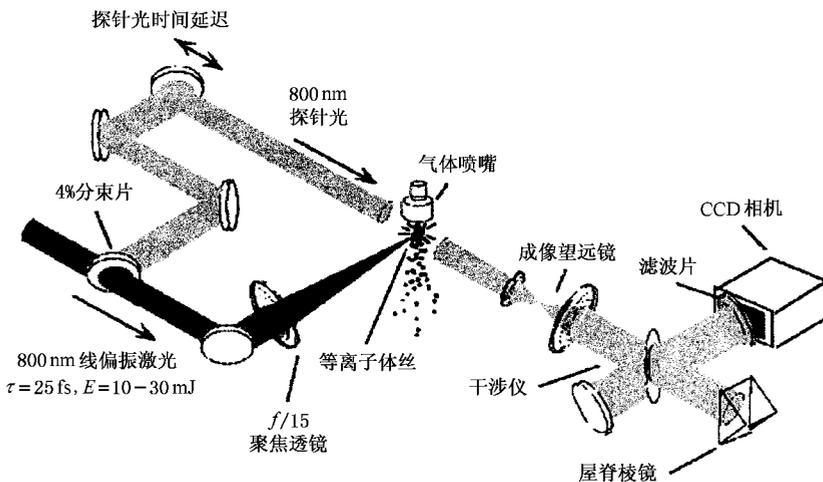


图5 团簇冲击波的产生与诊断:台面激光实验(其中冲击波的传播由迈克尔逊干涉仪测量,能量沉积则由带有大F数透镜的热量计测量)

- [ 1 ] D. Strickland , G. Mourou , *Optics Comm.* **56** ( 1985 ) 219 .
- [ 2 ] M. D. Perry *et al.* , *Opt. Lett.* **24** ( 1999 ) 160 .
- [ 3 ] J. Zhang , *Physica* **26** ( 1997 ) 643 ( in Chinese ) [ 张杰 , *物理* , **26** ( 1997 ) 643 ] .
- [ 4 ] D. R. Farley *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **83** ( 1999 ) 1982 .
- [ 5 ] H. Takabe *et al.* , *Plas. Phys. Control Fusion* **41A** ( 1999 ) 75 .
- [ 6 ] B. A. Remington *et al.* , *Science* **284** ( 1999 ) 1488 .
- [ 7 ] D. Ryutov *et al.* , *Astrophys. J.* **518** ( 1999 ) 821 .
- [ 8 ] J. Kane *et al.* , *Phys. of Plas.* **6** ( 1999 ) 2065 .
- [ 9 ] B. H. Ripin *et al.* , *Laser & Part. Beams* . **8** ( 1990 ) 183 .
- [ 10 ] E. M. Campbell *et al.* , *Laser & Part. Beams* . **15** ( 1997 ) 607 .
- [ 11 ] B. A. Remington *et al.* , *Phys. of Plasmas* . **1** ( 1997 ) 994 .
- [ 12 ] R. P. Drake *et al.* , *Astrophys. J.* **500** ( 1998 ) L157 .
- [ 13 ] J. Kane *et al.* , *Astrophys. J.* **511** ( 1999 ) 335 .
- [ 14 ] B. A. Remington *et al.* , *Phys. of Plasmas* . **2** ( 1995 ) 241 .
- [ 15 ] T. R. Ditteich *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **73** ( 1994 ) 2324 .
- [ 16 ] R. P. Drake *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **81** ( 1998 ) 2068 .
- [ 17 ] D. R. Farley *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **83** ( 1999 ) 1982 .
- [ 18 ] A. Borrows , *Nature* **403** ( 2000 ) 727 .
- [ 19 ] R. A. Che Valier , *Astrophys. J.* **258** ( 1982 ) 790 .
- [ 20 ] R. Klein *et al.* , *Astrophys. J.* **420** ( 1994 ) 213 .
- [ 21 ] D. D. Ryutov *et al.* , *Astrophys. J. Supp. Ser.* **127** ( 2000 ) A65 .
- [ 22 ] J. C. Bozier *et al.* , *P. R. L.* **57** ( 1986 ) 1304 .
- [ 23 ] K. S. Budil *et al.* , *Astrophys. J. Supp. Ser.* **127** ( 2000 ) 261 .
- [ 24 ] Y. Gu *et al.* , *Laser and Particle Beams* . **11** ( 1993 ) 26 .
- [ 25 ] Y. Gu *et al.* , *Laser and Particle Beams* . **14** ( 1996 ) 157 .
- [ 26 ] S. T. He *et al.* , *Chinese Physics* **11** ( 1991 ) 52 .
- [ 27 ] T. Afshar-rad *et al.* , *Phys. Rev. Lett.* **73** ( 1994 ) 74 .
- [ 28 ] D. Hoarty *et al.* , *P. R. L.* **78** ( 1997 ) 3322 .
- [ 29 ] R. P. Drake *et al.* , *Astrophys. J. Supp. Ser.* **127** ( 2000 ) 305 .
- [ 30 ] J. Zhang *et al.* , *IEEE J. Selected Topics in Quan. Elec.* **5** ( 1999 ) , 1469 .
- [ 31 ] T. Ditmire *et al.* , *Astrophys. J. Supp. Ser.* **127** ( 2000 ) 299 .
- [ 32 ] K. Shigemori *et al.* , *Astrophys. J. Lett.* **533** ( 2000 ) L159 .
- [ 33 ] Z. Y. Wei *et al.* , *Science in China* **A30** ( 2000 ) 1046 ( in Chinese ) [ 魏志义等 , *中国科学* **A30** ( 2000 ) 1046 ] .
- [ 34 ] J. Q. Lin *et al.* , *Chinese Phys. Lett.* **18** ( 2001 ) 211 .
- [ 35 ] K. A. Keilty *et al.* , *Astrophys. J.* **538** ( 2000 ) 645 .
- [ 36 ] T. Ditmire *et al.* , *Astrophys. J. Supp. Ser.* **127** ( 2000 ) 293 .

## MODELING THE ASTROPHYSICAL DYNAMICAL PROCESS WITH LASER-PLASMAS\*

XIA JIANG-FAN ZHANG JUN ZHANG JIE

( Laboratory of Optical Physics , Institute of Physics , Chinese Academy of Sciences , Beijing 100080 , China )

( Received 12 February 2001 )

### ABSTRACT

The use of the state-of-the-art laser facility makes it possible to create conditions of the same or similar to those in the astrophysical processes. The introduction of the astrophysics-relevant ideas in laser-plasma experiments is propitious to the understanding of the astrophysical phenomena. However, the great difference between the laser-produced plasmas and the astrophysical processes makes it awkward to model the latter by laser-plasma experiments. This paper addresses the physical backgrounds for modeling the astrophysical plasmas by laser plasmas, connecting these two kinds of plasmas by scaling laws. Thus, allowing the creation of experimental test beds where observations and models can be quantitatively compared with laser-plasma data. Special attentions are paid on the possibilities of using home-made laser facilities to model astrophysical phenomena.

**Keywords** : intense lasers , laboratory astrophysics , scaling transformation , hydrodynamics

**PACC** : 9530 , 5250J

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 19825110 , 60078008 ) and National High-Tech. ICF Foundation and National Key Basic Research Special Foundation ( NKBRFSF ) of China ( Grant No. G1999075200 ) .