

# 强激光与物质的相互作用\*

中国科学院力学研究所 胡昌信

## 一、引言

激光自1960年问世后(Maiman, 1960),立即引起世界各国的重视,发展极为迅速。对强激光研究的兴趣则是由于激光武器和激光引发核聚变的刺激而产生的。

强激光与物质的相互作用是包含多方面理论和实验研究的课题,它涉及物理学和力学的许多重要分支,如激光物理、原子分子物理、非线性光学、等离子体动力学、热力学、爆炸力学、断裂力学、物理力学等。在应用方面,强激光与物质的相互作用又是与多种重大的工程技术相联系的,这些重大技术关键的突破,有可能引起工业发展和能源利用方面的一系列革新,甚至引起革命性的变化。激光工业加工、同位素分离、激光反导、模拟核爆炸、激光引发受控热核聚变等,无一不和强激光与物质的相互作用有深刻的联系。因此,研究强激光与物质的相互作用不论在学科上还是在工程应用上都有十分重大的意义。激光技术作为我国科学技术发展规划纲要(草案)规定的八大重点研究项目之一,也要求我们对相互作用的内在本质过程进行深入的探讨。

1963年2月,苏联 Басов 和 Крохин 在巴黎第三届国际量子电子学会议上首先发表了激光加热等离子体的理论研究结果(Basov, 1963)。这可以作为相互作用这个领域研究工作的开端。此后,实验和理论研究不断深入,解释各种实验现象和实验规律的物理模型逐步完善。在国内,我国著名物理学家王淦昌教授早在1964年就提出激光受控热核聚变的设想。可是此后相当长一段时间对此问题无人问津,直至1974年,才开始在理论方面认真注意这方面的工作,并根据对国内外资料的一些分析研究,先后提出了热爆炸(苟清泉,1974)和热激波(长沙工学院,1977)模型。

我们在讨论强激光与物质的相互作用时,打算分别论述激光与气态、液态、固态、等离子态数种物质存在形态之间的相互作用。但这是一个范围十分广泛的问题,因而讨论重点只是在与力学效应有关的问题上。强激光与等离子体相互作用的基本内容以前曾有过论述(胡

---

\* 1979年12月30日收到。

---

系,同时只要知道材料的特性就可以计算任何结构形式,受任何载荷类型作用下的寿命,而不象传统的寿命估算方法那样,每估计一种构件的寿命就需要相应构件的疲劳曲线。因此这种方法成为估算寿命的强有力工具,与断裂力学方法起到相辅相成的作用。

## 参 考 文 献

Wetzel, R. M. (ed.) (1977), Fatigue under Complex Loading, S. A. E. Advances in Engineering, Vol.6:207.

昌信, 1979), 此处不再赘述, 但有关主要文献仍在文末列出。

## 二、强激光与气体介质的相互作用

### ——大气传输和气体介质的光学击穿

强激光与气体介质的相互作用分腔外和腔内两部分。在光腔外部的相互作用主要是激光的大气传输和空气击穿问题; 对气体激光器, 比如 $\text{CO}_2$ 激光器, 还有腔内的相互作用问题, 这就是混合气体介质的光学击穿。不论腔内或腔外, 气体光学击穿的机理是一致的, 故对此问题可以统一讨论。

1963年以来, 激光大气传输的工作受到重视, 这是由于激光在大气的传输过程中要受到各种效应的影 响, 从而产生很大的衰减。对中小功率密度的激光束, 大气传输的研究主要包括两方面的内容。一是激光通过大气时, 大气分子对激光的吸收和散射引起能量损失, 即所谓大气衰减; 二是大气湍流对激光束作用而引起的闪烁、漂移、抖动、光束扩展和等相位面扰动等问题, 即所谓激光大气湍流效应。

对于高功率密度激光束在大气中的传输, 除了大气衰减和湍流效应的影响外, 由于极强的光束与气体的相互作用, 还要产生非线性效应, 这就是热畸变和气体的击穿。

#### 1. 热畸变

非线性热畸变效应首先由Leite, et al. (1964) 发现。起初人们称这种现象为“热晕”或“热弥散”(thermal blooming), 也叫热自散焦。在其后的实验工作(Whinnery, 1967) 和理论工作(Smith, 1970) 中, 各研究者主要是在实验室条件下对气体的非线性自聚焦热畸变现象进行了研究, 并没有直接研究室外大气的热畸变。虽然如此, 这些工作对于了解大气非线性热畸变的物理机制仍起了重要的作用。

大气非线性热畸变效应的基本意义是: 当激光通过大气时, 由于大气吸收激光光束能量, 导致光路上介质的加热, 从而改变折射率; 折射率的变化又会影 响激光束的传输特性及其强度分布, 引起激光束的聚焦、扩展、畸变或弯曲等一种或多种效应。

在数学上, 这是处理一个非线性过程, 完整地描述激光束在大气中传输的热畸变效应应该用气体动力学方程组、弛豫方程和非线性 Maxwell 方程联立求解(Wohlars, 1972)。

在实验方面, 目前主要是在实验室内模拟大气条件以研究非线性热畸变, 作为验证理论模型的手段。但是应该指出, 实验室条件是比较理想的、有限制的, 因此今后在实际大气中研究强激光束的传输效应是必不可少的。这方面的工作国外尚无详细报道。

可能因研制激光武器的需要, 国外正在大力研究如何避免和减少大气热畸变的影响, Bradley, L.C. (1974) 提出了相位补偿法。他认为产生非线性热畸变效应的最基本的原因是由于大气受热的不均匀性, 从而改变了激光束的相位, 不均匀加热大气起着类似于有象差的透镜作用, 因此他利用适当的光学系统改变激光束的初始相位, 以补偿“大气透镜”的象差, 获得了较好的结果。可是这种方法对脉冲激光器无效, 而脉冲器件又是最重要的一类大功率器件, 所以近来美国 AVCO 公司的科学家根据理论分析, 提出了另一种可抵消热畸变影响的大气透明机制(AVCO, 1977)。他们认为, 在脉冲 $\text{CO}_2$ 激光束作用下, 大气中的 $\text{CO}_2$ 分子吸收了激光束中10.6微米的光子, 获得动能, 再与其它分子碰撞时, 把动能变为

热能, 加热通道上的大气, 使局部温度升高, 折射率改变, 有助于形成一个“可以引导光束的正透镜”, 于是热畸变的影响可以大大减轻。同时他们还证明, 由于高空大气稀薄, 变透明的过程随高度的增加而增加。但是这种改善热畸变的分析只是理论上的预测, 有待在实际大气传输中的实验加以验证。

## 2. 气体介质的光学击穿

大气的光学击穿是高功率密度激光束能否在大气中传输的一个决定性因素; 对 $\text{CO}_2$ 混合气体激光器而言, 光腔内部气体介质的光学击穿也是限制脉冲 $\text{CO}_2$ 激光器放大规律的关键性因素, 而不论在大气中还是在光腔内, 气体介质光学击穿的机理是一致的。早在 40 年代前后, Loeb (1939) 和 Meek (1953) 等人就提出了气体光电离的设想, 认为短波长的紫外光可以使气体电离。

Pan (1973) 对激光引起大气击穿进行了研究。他指出, 高功率密度的激光束可以引起气体电离, 但存在一个明显的功率密度阈值, 低于阈值气体不产生电离; 当激光束强度超过阈值时, 气体很快电离, 形成高密度的等离子体。实验表明, 阈值功率密度与气体压力, 聚焦光斑大小和脉冲波形有关。由于各作者对击穿阈值的定义互不一致, 加上影响击穿阈值的因素(比如气体的洁净程度)又很多, 所以不能得到相符的实验数据, 各作者的实验阈值之差可达  $10^3$  倍 (Pan, 1974), 从  $10^8$  瓦/厘米<sup>2</sup> 到  $10^{11}$  瓦/厘米<sup>2</sup> 的数据都有。

用透镜聚焦脉冲激光, 当超过击穿阈值时, 在焦点部位的空气中就会发光和爆发破裂声, 与此同时产生了一定密度的等离子体, 证明气体已失去绝缘性能而产生了所谓气体的光学击穿。曾经提出了两种机理进行说明。

一种解释认为 (Papa, 1975), 光是一种电磁波, 在用透镜聚焦强光时, 在焦点部位产生了极强的高频电场, 电场强度矢量  $\vec{E}$  的方向垂直于光束传播方向, 其数值由电磁场的能流密度决定:

$$E = 19.4\sqrt{I} \text{ (伏/厘米)} \quad (1)$$

式中  $I$  为激光功率密度, 以瓦/厘米<sup>2</sup> 表示。 $I$  也就是电磁波的能流密度(即单位时间内, 通过单位面积上的能量)。例如当  $I = 10^{10}$  瓦/厘米<sup>2</sup> 时,  $E \approx 2 \times 10^6$  伏/厘米。对于普通的交直流电场, 在场强大约为  $3 \times 10^4$  伏/厘米时, 气体便发生了击穿。但是以脉宽很窄的激光束击穿空气, 场强要高得多, 可以高出三个数量级甚至以上, 比如对脉宽为  $10^{-10}$  秒的脉冲激光束, 场强  $E$  高达  $10^7$  伏/厘米尚不能引起空气击穿, 而在脉宽较宽时, 这样的场强能击穿任何绝缘介质 (Guenther, 1967)。

另一种解释认为 (Henderson, 1972) 激光引起的空气击穿, 与强电场击穿不同, 必须考虑光子和气体分子的碰撞。频率为  $\nu$  的激光, 可以看作是有  $h\nu$  能量的光子流, 当分子与光子作用时, 便吸收了光子。但是, 不论是钕玻璃激光还是  $\text{CO}_2$  激光, 气体分子的电离能都比光子能高几倍或几十倍, 因此一个光子不可能电离气体。不过, 在用透镜聚焦强激光时, 在焦点区域, 光子密度极高, 一个气体分子可以与许多光子碰撞从而吸收多个光子的几率大为增加, 这便是所谓多光子吸收, 导致气体电离。一旦气体电离产生了自由电子, 电子与光子的碰撞就不断吸收能量而加速, 被加速了的电子也能产生碰撞电离, 当光强超过阈值时, 电子数与离子数便开始雪崩式地增长, 形成等离子体而导致气体击穿。

但是, 这两种解释都还不能令人满意。尤其是多光子吸收只是一种定性的理论上的推测, 真正要作出定量的计算是十分复杂的。因此, 从理论和实验两方面研究气体的光学击穿

机理是一个重要课题。

### 三、强激光与透明液体介质的相互作用

#### ——非线性光学效应

强激光与液体介质的相互作用也许由于应用范围较窄，因而在这方面开展的研究工作比固体和气体少，相应的资料也少得多。对激光不透明的液体介质承受强激光照射时，与激光照射不透明固体介质时所发生的现象和理论解释是相似的，可参阅下节。介质的透明或不透明是按照介质是否让激光顺利通过或强烈吸收激光来划分的。

强激光与透明液体介质的相互作用涉及一系列非线性光学效应，其中有的效应具有重要用途，例如可以制成频率连续可调的液体染料激光器和高速光开关等。

从本质上说，非线性光学效应是由与电场强度振幅的平方（或激光强度的一次方）成正比的电极化强度产生的，它导致谐波的出现，和频及差频的产生，多光子吸收，瑞利、喇曼、布里渊散射，光克尔效应和光束自聚焦和自陷等。

从宏观上看，自聚焦和自陷效应（Self-trapping effect）是由正比于光束强度的透明介质的非线性折射率 $\delta n$ 引起的。在大部分液体介质中，折射率随光强的增大而增大，由于光束截面内强度的分布不均匀（比如高斯分布），因而与强度有关的折射率就使光束的不同部分具有不同的相速度，中间速度小，四周速度大，使光束向中心靠拢，产生了所谓“正透镜效应”，即自聚焦作用。但另一方面，光束直径不可能无限减小，由于衍射的缘故，横截面有限的光束常常要扩散，即自散焦作用。当这两种作用互相平衡时，就发生了光的自陷。大多数液体，当激光束的功率超过 $10^6$ — $10^7$ 瓦时，就会产生自陷现象。外观来看就是在激光束传播的路径上，形成丝状光束，这光束犹如激光束的波导一样，激光束在其中传播并产生一系列的非线性效应。光束通过时，液体介质的折射率（Chiao, 1964; Cubeddu, 1971）

$$\hat{n} = \hat{n}_0 + \delta n + \dots \quad (2)$$

$$\delta n = \hat{n}_2 E^2 \quad (3)$$

式中 $\delta n$ 为非线性折射率， $\hat{n}_0$ 为液体介质初始折射率， $\hat{n}_2$ 为比例系数， $E$ 为电场强度。

如果只保留 $\delta n$ 的直流分量，则可以证明自聚焦距 $z_f$ 与场强的幅值有关：

$$z_f = \frac{a}{2} \left( \frac{2\hat{n}_0}{\hat{n}_2} \right)^{1/2} \frac{1}{|A| - |A_{cr}|} \quad (4)$$

式中 $a$ 为光束半径， $A$ 为电场强度 $E$ 的振幅， $A_{cr}$ 为与自陷阈值功率相应的场强的振幅。由式（4）可见， $z_f$ 与场强振幅成反比。由于径向强度的不均匀分布，激光脉冲的不同部位将在光束轴的不同点形成自聚焦，强度大的 $z_f$ 短，强度小的 $z_f$ 长，因此，光束犹如是移动的焦点的轨迹。这种焦点在脉冲强度改变时发生移动。图1简略描述了所有的非线性效应：光束在进入非线性液体介质后，由于光强的径向分布不均匀，所以在液体中产生了透镜效应，光束在射到距离 $z_f$ 处形成自聚焦，此后，光束在感生的介质波导中形成自陷，从而形成丝状光束，这光束可以解释为焦点移动的轨迹。

大量的实验和理论研究证明,这种所谓“移动焦点模型”(Loy,1969)能够很好地解释由毫微秒或更长脉冲的激光束射入透明液体后所得到的实验结果(Brewer,1968<sub>1</sub>)。这是因为非线性折射率 $\delta n$ 是由与电场有关的极化强度决定的,也就是由与液体中各向异性分子的再取向有关的克尔效应引起的。在线偏振光束(如激光)的作用下,液体中的各向异性分子会自己取向,使它们的主极化率的轴与电场平行,因此使液体具有双折射的性质,这就是克尔效应。分子在电场作用下的取向产生了 $\delta n$ ,引起 $\delta n$ 的弛豫时间大约是毫微秒数量级,这就很好地解释了自陷效应。

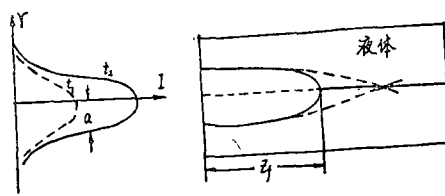


图1 与强度有关的折射率引起的自聚焦和自陷效应的示意图

不过有人早就指出(Brewer, 1968<sub>2</sub>),式(3)只考虑了与光束强度成正比的 $\delta n$ ,这在脉宽较宽时是正确的。若进一步压缩脉宽,克尔效应的解释未必是合适的。此时必须考虑所有可能引起 $\delta n$ 的物理机理。Brewer首先指出液体分子中电子的畸变可以引起 $\delta n$ ,所需的弛豫时间约 $10^{-15}$ — $10^{-16}$ 秒。但随后的分析表明(Polloni, 1969),微微秒下引起的 $\delta n$ 的机理,既不是与电场有关的克尔效应,也不是分子中电子的畸变,而很可解是液体分子在相邻分子场内的“摇动”引起的。

资料中(Cubeddu, 1970)采用一种简单有效的“固定相位”分析法对引起 $\delta n$ 所需的弛豫时间进行了理论计算和测量,获得了结果。得到的弛豫时间的数量级是 $10^{-12}$ — $10^{-13}$ ,这比引起 $\delta n$ 的克尔效应要快好几个数量级,而比电子的畸变引起 $\delta n$ 又要低几个数量级,从而证实了“分子摇动”(molecular rocking)的假设。与分子摇动一起出现的效应,如碰撞引起的各向异性,液体分子群的形成,瑞利受激散射过程等均已由实验观察到。因此概括起来可以说,对毫微秒激光的自聚焦是由克尔效应引起的,而微微秒脉冲激光的自聚焦效应则很可能是由分子的摇动引起的,理论计算与实验定性地符合。

#### 四、强激光与固体介质的相互作用——破坏机理

强激光与固体介质的相互作用是研究得最广泛的课题之一。和液体介质一样,对激光而言,有透明介质和吸收介质之分。

我国科学家在与破坏机理有关的强激光与不透明介质的相互作用方面,初步开展了一些理论和实验研究工作,取得了可喜的成果(苟清泉, 1974; 长沙工学院, 1977)。

激光对透明固体介质的作用和透明液体是相似的,当然也有一些特点。总起来说,激光导致透明固体材料破坏有三方面的原因。

1. 热畸变破坏 由于生产过程中不可避免地会混入一些金属或非金属夹杂物,这些吸收系数远高于透明介质的夹杂物,在激光辐照时,强烈吸收光能,温度升高,产生局部热应力,导致破坏(Glass, 1973)。温升 $\Delta T$ 的简单估算法是

$$\Delta T = \Delta w / C_v \left( \frac{\pi}{6} d^3 \right) \quad (5)$$

而 
$$\Delta w = I t \left( \frac{\pi}{4} d^2 \right) \left[ -\exp(-\alpha d) \right] \quad (6)$$

式中 $C_v$ 为分子定容热容量, $d$ 为夹杂物颗粒直径, $\Delta w$ 为圆形夹杂物吸收的总光能, $\alpha$ 为吸收系数, $I$ 为激光束功率密度, $t$ 为时间,也就是激光脉冲宽度。

根据式(5),(6),可以由介质材料的允许温升 $\Delta T$ 和脉冲持续时间 $t$ ,来确定各种材料容许通过的激光能量(或功率)密度,对毫微秒脉冲,大约为150焦/厘米<sup>2</sup>。

## 2. 在强激光辐照下,表面产生等离子体而导致表面破坏

表面破坏的机理是:在介质的近表面处,由于强激光辐照生成等离子体,它急速向外膨胀造成的冲击波使介质表面的局部区域遭到爆炸撞击,如果爆炸撞击产生的应力足够大,则在介质表面形成环状裂缝,实验已经证明了这个效应。对于比较清洁的表面,其破坏阈值约为80—100焦/厘米<sup>2</sup>(Glass, 1973)。

## 3. 由自聚焦机构产生介质的体破坏

这是一种本征破坏,常常是由自聚焦效应引起的。可以指出,任何透明介质,不论以何种状态存在,均有可能发生这种形式的体破坏。这是因为,凡属透明介质,不论气体、液体、固体还是等离子体均会产生自聚焦效应。自聚焦本身并不产生破坏,但是当自聚焦效应发展到超过透明介质的光学击穿极限时就出现了破坏。和在液体中一样,固体透明介质的折射率也由公式(2)和(3)决定。对于许多固体介质,公式(3)中的 $\hat{n}_2 > 0$ 并且强烈地依赖于初始折射率 $\hat{n}_0$ ,并随 $\hat{n}_0$ 的减小而迅速减小,因此,采用 $\hat{n}_0$ 低的材料,可以有效地降低非线性折射率 $\delta n$ ,从而减弱自聚焦效应。目前认为产生自聚焦的阈值功率密度约为 $10^8$ 瓦/厘米<sup>2</sup>,能量密度约为50—100焦/厘米<sup>2</sup>。如果激光束通过介质,产生强烈的自聚焦,则是产生体破坏的前兆。

由以上看出,自聚焦效应和表面破坏可能是限制介质材料提高能量或功率阈值的关键。

现在讨论强激光与不透明固体介质,即吸收介质的相互作用。对这个问题的研究兴趣主要集中在探索破坏机理上。研究各种材料在强激光辐照下的破坏机理是由于激光武器的发展要求而提出来的。我国在这方面的研究也较多。国内外许多研究指出,激光对固体靶材的破坏作用主要是热烧蚀和层裂。激光烧蚀材料时,必须把烧蚀层中所有分子之间的结合键拉开,耗费能量甚大,而层裂破坏时,只需将裂缝处的结合键拉开,所耗能量要少得多(上海光机所,1977<sub>1</sub>)。国外有人甚至估计,层裂所需能量只有热烧蚀的百万分之一(Steverding, 1976)。但是应该指出,只有强脉冲激光束才有可能产生层裂破坏效应,连续输出器件在现有功率水平下只能产生烧蚀作用

激光热烧蚀的机理已大体清楚。这是非定常热力学问题。从有热源的热传导微分方程出发,计算激光辐照到靶材后,靶上各点温度的空间分布和时间分布,当某些点或区域的温度升到高于熔化或汽化温度时,物质发生相变,熔融或汽化,于是靶材被烧掉一块。这方面Ready(1971)的工作已经作得相当完善。

目前国内外主要力量都集中在研究激光引起靶材的层裂破坏(Fox, 1973; Papa, 1975; Koo, 1977; 上海光机所, 1977<sub>2</sub>)。

层裂破坏的定性描述是:强脉冲激光辐照到固体靶材时,物体表面的一薄层(约微米量级)强烈吸收激光,开始汽化,汽化的物质以“卷流”的形式高速喷出,给固体靶材一个强大的反冲压力脉冲,此压力脉冲向靶材内部传播,在材料中激起冲击波,冲击波传到后自由表面反射,形成稀疏波,入射波和反射波合成后,在材料的表面或某些部位可能对材料拉

伸,当拉伸应力超过材料的屈服极限时,材料将被拉断,这就是层裂破坏。

国外最早采用流体动力学理论来估算靶上的压力脉冲。此方法是苏联的Крохин 等人在1964年首次提出的(Krokhin, 1964)。它的实质是从质量、动量、能量守恒出发,考虑到靶材表面对激光的吸收以及其后出现的激波过程,求解一组联立方程组。但真正的数值分析结果,直至1974年才完成(Larson, 1974)。层裂破坏的实验观察,在1973年才有报道(Фох,1973)。我国在层裂破坏的理论研究方面,1974年提出过热爆炸模型(苟清泉,1974),1977年曾提出热激波模型(长沙工学院,1977),同时并完成了初步的定量计算,1977年底又从实验观察到了层裂破坏现象(上海光机所,1977<sub>2</sub>)。可见在这方面与国外的差距并不大。

应该指出,虽然流体动力学方法经过十多年来的发展,已经能够作出定量计算,并解释某些实验现象,但实际上计算结果是很粗糙的。这是因为由实验观察到,层裂破坏效果是与一系列因素有关的,比如脉冲功率(或能量)密度、脉冲持续时间、靶材的结构和性质等。而在进行理论分析时,为了得到定量结果,常常要作很多不甚合理的假设,诸如:激光脉冲波形和靶材温度剖面的空间分布都假定是严格的矩形;在考虑等离子体对激光的屏蔽效应时认为喷射出的蒸汽是每个分子都经过一次电离的完全等离子体;将各种情况下的蒸汽都看成是理想气体,在计算中总是应用理想气体状态方程;忽略激波厚度和内部结构,把吸收面看成是理想的间断面(在吸收系数不十分大的材料中常常不能这样认为);由于缺乏某种情况下已知物性参数的数据而以另一情况下数据代之,等等,这些都跟实际情况不尽符合。因此,国外虽已发展了破坏机理的流体动力学理论模型,实际上由于引入了这么多假定,致使计算结果相当粗糙,所以还需要不断改进和完善。

除了上面谈的理论分析中引入了诸多假定的缺点以外,就是为了深入研究层裂破坏机理本身,也还需要开展多方面的理论和实验工作。这些方面是:

### 1. 强激光在靶材表面激起的脉冲压力问题

Gregg(1966)早就测得脉冲压力可达 $6 \times 10^5 - 10^6$ 巴,而一般材料引起层裂破坏的应力约为 $10^5$ 巴的数量级已够,因此证明脉冲激光可以引起层裂破坏。但O'Keefe等(1972)对很多报道作了分析比较之后,却认为激光激起的最大压力不会达到 $10^4$ 巴,因此材料的层裂是无望的。虽然后来更精密的实验(Фох, 1974<sub>2</sub>)否定了层裂无望的结论,但同时却发现当激光超过某一能量密度时,压力随能量密度的增加反而下降。如果情况真是这样,能量密度提高,反而不利于层裂破坏。近来,我国有人(赵伊君,1978)考虑了等离子体屏蔽效应后,对这种现象作出了初步解释。计算表明,大约在功率密度为 $10^{10}$ 瓦/厘米<sup>2</sup>时,压力突然下降,而后随着功率密度的增加,压力又开始增加,直至接近 $10^6$ 巴的数量级,但是目前的理论和实验结果都不很充分,提高器件的输出功率密度,到底能使压力脉冲增加到何种程度,这对于各种靶材破坏机理的研究是十分重要的,尚需深入探讨。

### 2. 冲击波的传播和衰减

Steverding等(1976)认为激光引起的冲击波的脉宽通常只有 $10^{-7} - 10^{-8}$ 秒。这种短冲击波传播时衰减极快,大约传播1—2毫米,压力脉冲幅值就可能降低一个数量级,这对破坏厚靶是十分不利的。因为按照目前的流体动力学方法进行估计,压力只能达到 $10^6$ 巴,而材料层裂破坏的应力是 $10^5$ 巴的量级,这样看来是不能层裂厚靶的。但是,也有人估计,认为反冲压力可达 $10^8$ 巴,如果是这样,层裂厚靶是不成问题的。到底哪种估计法正确,这个问题必须从理论和实验两方面给予重视。

### 3. 激光脉冲波形控制

Fox (1974<sub>1</sub>) 提出了一个设想, 就是在主激光脉冲之前先加入一串前置脉冲, 可以提高激光与靶材的能量耦合效率, 使层裂破坏所需的能量密度下降30%以上。实验发现, 1毫米厚的铝靶的层裂破坏能量密度为 $8.6 \times 10^3$ 焦/厘米<sup>2</sup>, 加入前置脉冲后, 下降到 $(5 \pm 2) \times 10^3$ 焦/厘米<sup>2</sup>。可见改变脉冲波形(例如加入前置脉冲)是能够提高能量耦合效率的, 但问题是, 通过什么办法来改变各种条件, 控制激光输出, 使之达到所需要的最佳脉冲波形。这个问题在激光引发受控热核聚变中也类似地提了出来(胡昌信, 1979)。目前国外这方面的报道尚不多, 值得进一步研究。

### 4. 层裂破坏准则问题

为了寻求能够产生层裂破坏的激光功率和脉冲宽度阈值, 以及层裂和波形的关系, 必须研究发生初始层裂破坏的判断准则。这涉及材料动力学和固体强度理论。目前这方面虽已受到重视, 但多是从具体实验着眼, 较少有人从一般理论上深入研究靶材的强度和断裂准则, 因此这方面的工作离问题的解决相差甚远, 需要给予大力加强。

### 参 考 文 献

Avco Scientists (Oct. 24, 1977), Avco scientist reports potential for rocket propulsion with use of high-energy carbon-dioxide-laser-beam system, *Laser weekly*, 1-2.

Basov, N.G. and Krokhin, O.N. (1963), The conditions of plasma heating by the optical generator radiation, *Quantum Electronics Proceedings of the 3rd International Congress, Paris 1963 Conference*, 1373—1377.

Bloembergen, N. (1973), Role of cracks, pores and absorbing inclusions on laser induced damage threshold at surfaces of transparent dielectrics, *Appl. Opt.*, 12, 4: 661—664.

Bradley, L.C. and Herrmann, J. (1974), Phase compensation for thermal blooming, *Appl. Opt.*, 13, 2: 331—334.

Brewer, R.G. and Lifshitz, J.R. (1968<sub>1</sub>), Small-scale trapped filaments in intense laser beam, *Phys. Rev.*, 166, 2: 326—331.

Brewer, R.G. and Lee, C.H. (1968<sub>2</sub>), Self-trapping with picosecond light pulse, *Phys. Rev. Lett.*, 21, 5: 267—270.

Brueckner, K.A. (1972), Laser-induced nuclear fusion, KMSF-NP5.

长沙工学院 (Changsha Industrial Institute) (1977), 激光引起热激波的计算结果及激光脉冲宽度的影响。

Chiao, R.Y., Garmire, E. and Townes, C.H. (1964), Self-trapping of optical beams, *Phys. Rev. Lett.*, 13, 15: 479-480.

Cubeddu, R., et al. (1970), Self-phase modulation and "rocking" of molecules in trapped filaments of light with picosecond pulse, *Phys. Rev. A.*, 2, 5: 1955-1963.

Cubeddu, R., et al. (1971), Study of small-scale filaments of light in



- CS<sub>2</sub> under picosecond excitation, *Phys.Rev.Lett.*, 26, 17: 1009-1012.
- Floux, F. (1970), Hydrodynamic behavior of solid deuterium under laser heating, *Physics of Fluids*, 13, 2: 386-391.
- Floux, F. (1971), Nuclear fusion by laser radiation, *Nuclear Fusion*, 11, 6: 635-647.
- Fox, J.A. and Barr D.N. (1973), Laser-induced shock effects in plexiglass and 6061-T6 aluminum, *Phys.Rev.Lett.*, 22, 11: 594-596.
- Fox, J.A. (1974<sub>1</sub>), Effect of pulse shaping on laser-induced spallation, *Appl.Phys.Lett.*, 24, 7: 340-343.
- Fox, J.A. (1974<sub>2</sub>), Production of stress waves with nanosecond laser pulses, *Appl.Opt.*, 13, 8: 1760-1762.
- Garrison, J.N. (1976), Thermal stresses as a laser heating damage mechanism, AD-A034877.
- Glass, A.J. and Guenther, A.H. (1973), Laser induced damage of optical elements—A status report. *Appl.Opt.*, 12, 4: 637-649.
- Glaze, J. (1978), Shiva's 20 laser arm scheduled to hit target with 25-TW pulse last month, *Laser Focus*, 14, 6: 26-28.
- 苟清泉 (Gou Ching-chian) (1974), 激光热爆炸.
- Gregg, D.W. and Thomas, S.J. (1966), Momentum transfer produced by focused laser giant pulse, *JAP*, 37, 7: 2787-2789.
- Guenther, A.H. and Bettis, J.R. (1967), Laser-triggered megavolt switching, *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-3, 11: 581-588.
- Henderson, D.B. (1972), Laser pulse propagation through ionizable media, USAEC LA-5086-MS.
- 胡昌信 (Hu Chang-xin) (1979), 强激光与等离子体的相互作用, *力学与实践*, 1: 38-43.
- Koo, J.C. (1977), Laser-induced explosion of solid material, *JAP*, 48, 2: 618-620.
- Крохин, О.Н. и Басов, Н.Г. (1964), Условия разогрева плазмы излучением оптического генератора, *ЖЭТФ*, 46, 1: 171-175.
- Ladish, J. (1979), Initial target results with 10-KJ CO<sub>2</sub> indicate high densities are attainable, *Laser Focus*, 15, 2: 28-29.
- Larson, A.J. (1974), Calculations of laser-induced spall in aluminum targets, USAEC LA-5619-MS.
- Laser Focus* (1977), 13, 2: 18.
- Lawson, J.D. (1957), Some criteria for a power producing thermonuclear reactor, *Proc.Phys.Soc.*, Section B 70: 6-10.
- Leite, R.C.C., et al. (1964), Low absorption measurements by means of thermal lens effect using He-Ne laser, *Appl.Phys.Lett.*, 5, 7: 141.

Loeb, L.B. (1939), Fundamental processes of electrical discharge in gases, Univ of California Press.

Los Alamos Scientific Laboratory (1977), 72-beam Antares laser to deliver 100 terawatts at Los Alamos in 1982, *Laser Focus*, 13, 10: 30.

Loy, M.T. and Shen, Y.R. (1969), Small-scale filaments in liquid and tracks of moving foci, *Phys.Rev.Lett.*, 22, 19: 994-997.

Maiman, T.H. (1960), Stimulated optical radiation in ruby, *Nature*, 187, 4736: 493.

Meek, J.M. and Craggs, J.D. (1953), Electrical breakdown of gases, Clarendon Press.

Nuckolls, J. and Wood, L. (1972), Laser compression of matter to super-high densities; thermonuclear, *Nature*, 239, 5368: 139-142.

O'Keefe, J.D. and Skeen, C.H. (1972), Laser-induced stress-wave and impulse augmentation, *Appl.Phys.Lett.*, 21, 10: 464-466.

Pan, Y.L., et al. (1973), Breakdown threshold for nanosecond CO<sub>2</sub> laser pulses, *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-9, 6: 714.

Pan, Y.L., et al. (1974), A limitation for nanosecond CO<sub>2</sub> pulse amplification, *Appl.Phys.Lett.*, 24, 2: 87-90.

Papa, R.J., et al. (1975), High-energy laser-target interactions, AD/A-020292.

Polloni, R., et al. (1969), Self-trapping with picosecond pulse and "rocking" of molecules, *Phys.Rev.Lett.*, 23, 13: 690-693.

Post, R.F. (1956), Controlled fusion research—an application of the physics of high temperature plasmas, *Rev.Mod.Phys.*, 28, 3: 338.

Ready, J.F. (1971), Effects of High-Power Laser Radiation, Academic Press, Ch.3.

上海光机所 (Shanghai Institute of Optics and Fine Mechanics) (1977<sub>1</sub>), 激光热烧蚀实验研究报告。

上海光机所 (1977<sub>2</sub>), 激光热爆炸和层裂效应的实验观察。

Shapiro, S.L., et al. (1967), Stimulated Raman and Brillouin scattering with picosecond light pulse, *Phys.Rev.Lett.*, 19, 19: 1093-1095.

Smith, D.C. and Gebhardt, F.G. (1970), Saturation of the self-induced thermal distortion of laser radiation in a wind, *Appl.Phys.Lett.*, 16, 7: 275.

Spitzer, L. (L.斯必泽) (1959), 完全电离气体的物理学, 科学出版社: 38.

Steverding, B. and Dudel, H.P. (1976), Laser-induced shock and their capability to produce fracture, *JAP*, 47, 5: 1940-1945.

Teller, E. (1972), Modern internal combustion engine, VII International Quantum Electronics Conference, Digest of Technical Papers: 46.

# 论粘性流体的一维运动方程\*

中国科学技术大学研究生院 黄瑞新

**提要** 从三维运动方程组出发,利用边界层理论和积分平均的概念,导出工程中常用的一维粘性流动的运动方程组,为工程应用提供了较严密的理论基础,并对粘性力的作用作了深入的剖析。

## 一、引言

牛顿流体在层流状态下服从 Navier-Stokes 方程。目前已经可以用计算机直接求解二维的 N-S 方程。但是,由于一维近似能迅速地提供有用的结果,所以在工程计算中还广泛采用。吴仲华<sup>(1)</sup>对粘性流体的一维运动作了深刻的分析,澄清了过去某些含糊不清的提法。但是论证中仍采用通常的一维模型,比如既认为流动是一维的,又假定壁面上流体粘附而“无滑移”。因此在概念的澄清方面有些美中不足,有必要从较为严格的角度出发来建立一维流动方程。

实际的流动都是三维的,一维只是一种近似。三维情况下导出的方程和结果应具有普遍的意义,它应当适用于二维和一维的情况。通常推导一维运动方程的办法有两种。一种是在导出严格的三维动流方程后,再在方程中引用一维简化而得一维流动方程;另一种是在简化的一维模型下直接导出其微分方程。前者概念较严密,多见于理论书刊,后者物理模型简单,推导简明扼要,多见于工程书刊。但正是由于后者模型过于简化,有时易造成概念上的含糊;反之,从前一种角度出发,我们可以较清楚地看到一维简化是基于哪些假设,适用范围如何,会有多大的偏差。

本文将采用前一种办法,以期与〔1〕中的分析相对比。目的是以一维粘性流动为题来说明气流参数的积分平均这个概念和方法。这个方法加以推广后将可以获得更为有益的结果。

---

\* 1978年12月15日收到。

---

Whinnery, J.R., et al. (1967), Thermal convection and spherical aberration distortion of laser beam in low-loss liquids, *IEEE J. Quantum Electronics*, QE-3, 9: 382-383.

Wohlers, M.R. (1972), Approximate analyses of the refractive attenuation of laser beam intensities by turbulent absorbing media, *Appl. Opt.*, 11, 6: 1389-1398.

赵伊君 (Zhao Yi-jun) (1978), 强激光脉冲辐照金属材料时产生高压效应估计。