实验研究

高重复频率脉冲 Ar+ 激光器及 在高速风洞中的应用

束继祖 刘 方

(中国科学院力学研究所八室)

激光的高亮度和良好的相干性,给在高速风洞实验中显示流场用的光学仪器(阴影仪、纹 影仪和干涉仪)提供了良好的光源。采用激光作为光源不仅提高了测量灵敏度,而且简化了仪 器的结构和调整工作。

Ar⁺ 激光器的输出波长,基本上是散布在 5000Å 左右的几条蓝绿光谱线,其中以 4880Å 和 5145Å 强度最大;在脉冲工作时 4765Å 的增益最高。这个光谱范围对风洞流场显示(特别 是对激波管风洞、烧蚀风洞)较为适合,便于避开实验中产生的杂光干扰。

在高速风洞实验中,气流的速度很高,一般是音速的数倍(即 M 数),甚至十多倍。为了获 得清晰的流场显示照片,其曝光时间应控制在微秒的量级内。要了解动态变化过程,需要用 一定的频率摄取一系列的照片。采用具有一定频率的激光脉冲组配合纹影显示是个有效的方 法。它可以代替价格昂贵、设备庞大的等待型高速摄影机。

激光脉冲组的持续时间应该等于或大于所研究对象的变化周期。对于激波管风洞来说, 一次启动过程一般在10毫秒到20毫秒。这样长的脉冲工作持续时间,采用Ar*激光器是很 容易得到保证的。

Ar+ 激光在脉冲电流驱动下的性能:

图 1 为 Ar⁺ 激光的能级图^[1],图中 3P⁶ ¹S₀ 为 Ar 中性原子基态, 3S²3P⁵ 为 Ar⁺ 的 电子 基态,它是由电子碰撞从中性原子基态 3P⁶ ¹S₀ 激励上去的。3P⁴4S 为电子激发态组系,它是 激光跃迁的下能级组;Ar⁺ 的电子激发态组系 3P⁴4P 为激光跃迁的上能级组。激光跃迁是对 应于 3P⁴4P→3P⁴4S 所属的各光谱项之间的跃迁。几条主要的光谱线相应的能级关系已在图 1 中标出。4⁴P4d 为更高的电子激发态组。

Ar⁺激光的激励机理,已从不同的角度提了出来,目前一般地认为有下列三种型式。第一 种是由 Bennet^[2]提出的"一步"激励过程,即处在基态的中性原子被电子碰撞直接激励到激光 上能级(3P⁴4P)的一次完成过程。为了实现这种激励,达到粒子数反转的目的,需要足够高的 电子温度,需要非常高的 *E*/*P*[伏/厘米·毛]值,即采用高脉冲电压,在较低的气体压力中进行 放电的方式。

第二种类型是 Labuda^[3] 提出的。布居在 3P⁴4P 上激光能级的粒子是由电子与处于基态 离子(3S²3P⁵)或处于亚稳态的离子相碰撞所激励的;而处于基态的离子则先由电子与基态的 原子相碰撞所产生。这就是所谓的"二步"激励过程。

. 31 .



图1 Ar+激光能级跃迁图

然而激光上能级的粒子数居集,除了这两种激励的作用外,还存在着从Ar⁺更高的激发态能级(如Ar⁺的4d能级组)上,通过自发辐射而居集到这个能级上来,从而使激光上能级的粒子居集数增加,这就是所谓的"串级跃迁"^[4]。Rudko和Tang^[4]在内径为1毫米的放电管中,在不加外磁场的情况下,测得由于这种"串级跃迁"使激光上能级(³P)4 $P^2D_{5/2}^0$ (4880Å)的粒子居集数占总数的50%;Bridges^[5]在内径为3毫米的放电管中作了同样的实验,测得在(³P)4 $P^2D_{5/2}^0$ (4880Å)能级上的粒子数由于"串级跃迁"所居集的占23%;在(³P)4 $P^4D_{5/2}^0$ (5145Å)能级上占22%。并得出由于"串级跃迁"所居集的粒子数与放电电流的二次方成正比。因此它与二步电子碰撞过程是同时存在的。

Ar⁺ 激光器工作在脉冲状态时,实现粒子数反转的激励方式到底是属于哪一种类型,或 是哪一种占有优势,决定于放电电流、脉冲的持续时间,以及充气的压力。在一次脉冲驱动放



图 2 低气压 Ar⁺ 激光器在脉 冲电流驱动时输出的光脉冲波型 (扫描速度 10 微秒/格) (驱动电流脉冲宽度 60 微秒) 电的过程中,往往这三种类型的激励效果都会表现出来。

下面列举两个实验结果。图2为低充气压(小于50毫乇) 的器件,在60微秒宽度的矩形脉冲电流驱动下激光脉冲的输出 波型。这里可以看到出现了两个激光脉冲;前面一个无论是在 强度或宽度上来讲都较小,后一个则较强。分析如下;

在脉冲电流驱动的开始过程中,如果平均电子能量足够高 (大于 35.5 电子伏特),才能实现上激光能级的粒子数居集的目

. 32 .

的。这个过程主要是由电子碰撞直接激励上去的;它的上升速率与 *E*/*P*[伏/厘米·毛]值成正 比,这种效果在低气压下显得特别明显。这时将会出现第一个激光脉冲。

随后,就出现了两个妨碍这种"一步"激励过程的因素:即中性原子的密度不断地被电离 而下降,使离子密度增加;离子的弹性碰撞使平均电子能量下降,使"一步"激励的几率下降,结 果使居集数下降。这时离子基态或亚稳态的密度相应增高,而变得有利于"二步"激励过程。 若这时由于"二步"激励过程所产生的粒子居集数足以补偿前一过程中所减少的,总的居集数 将是增加的,第二个激光脉冲出现。此时激光跃迁下能级的激励速率可能变得高于激光跃迁 上能级,因为它与离子基态存在着紫外(720Å)辐射的光学联系。只要驱动电流不太高,激光 跃迁下能级的自然寿命比起激光跃迁上能级来说要短得多。因此,在适当的离子密度的情况 下,粒子数反转是随着电流的增加而增加的。

当驱动脉冲电流高出一定范围之后,这时对离子 基态的谐振辐射几乎完全被俘获。激光跃迁下能级的 寿命是与离子基态的密度成正比的,而离子基态的密 度正比于电流,因此随着驱动脉冲电流的增加,粒子居 集数反转密度减少,甚至可能变成负值,使激光跃迁全 部抑止^[6],没有激光输出。这时的电流值称为熄灭电 流。由于离子密度是正比于充气压的,因而熄灭电流 值是随着充气压的减少而上升的。

如果脉冲驱动电流的前沿不太陡时,即上升速率 不够时,第一个激光脉冲是激发不出来的。



图 3 高气压 Ar⁺ 激光器在脉冲电流驱动 时输出的光脉冲与驱动电流脉冲的关系 (上线: 激光光脉冲;下线: 驱动脉冲电流 扫描速度: 20 微秒/格)

第二个实验结果表示在图3中,上线为激光脉冲

的波型(信号为负),下线为驱动电流的波型(信号为正)。激光器件采用的是可连续工作的 Ar*激光器,充有0.3~0.4 毛的纯氩。放电管通道直径为4毫米,长 600毫米,是由光谱石墨 片分段组成的。阴极为钡钨热阴极,阳极由钽皮筒组成。激光管两端采用石英布儒斯特光胶 窗片封接^[77]。

驱动方式采用预电离(辉光放电)状态等待,其维持电流为100毫安左右;然后采用大脉冲 电流驱动。这样做可以避免采用较高的电源电压,并能选择最佳驱动电流值进行工作,而不受 击穿电压的限制。

在图 3 中可以看到,在脉冲驱动电流上升的过程中,没有激光脉冲出现,因为在这个驱动 过程中,激光跃迁上能级粒子数的居集主要是"一步"过程的作用。而"一步"过程产生激光的 阈值,是随充气压的上升而增高的。激光脉冲出现在驱动脉冲电流之后,这主要是由于"二步" (或"串级")激励的结果。在激励过程中(即驱动脉冲电流的持续时间),要产生足够高的电子密 度和温度才能实现粒子数反转,为此,驱动脉冲电流的持续时间对激光的出现也有一个阈值。 影响这个阈值的因素有: 阴极在脉冲工作时的发射速率、充气压力、气体成分、脉冲电压以及 预电离的维持电流等。适当提高预电离的维持电流,可以使驱动电流的脉冲宽度阈值下降,有 利于提高工作频率。另外在氩气中同时充入一些气体作为辅助气体(如 He、Ne 等),也是有 助于提高重复频率的,不过激光脉冲的峰值功率要下降。

我们采用的也就是把可连续工作的 Ar⁺ 激光器,使它工作在脉冲状态的方法,而要避免 在一次脉冲驱动中出现二个光脉冲的现象,确保获得清晰的照片。我们获得的激光性能表示

F I			
	a 191	é se h	
SALE OF THE		0.202.0	
a da anta	÷		





图 5 驱动频率为 5 千赫/秒时的激光光脉冲组 (扫描速度: 1 毫秒/格)

在图4和图5中。图4为重复频率为1千赫的激光脉冲组与驱动脉冲电流组的示波图;图5 为重复频率为5千赫的激光脉冲组的示波图。

从上面的这些实验中可以明显地看到,激光脉冲总是滞后于驱动电流脉冲。这个滞后时间决定于充气压力(气压高,滞后时间较长)、存在附加磁场与否(有磁场滞后时间较长)以及与驱动电流有关。

实验表明, 激光脉冲输出的功率为数瓦水平时足以保证 21 定感光片充分曝光的需要, 其感光面积不小于 4 平方厘米。

驱动电源的组成部分示于图 6。组脉冲发生器由外来的同步讯号触发工作,产生一组(时间可以控制,我们选用了 10~20 毫秒,它与风洞工作时间匹配)频率从几赫到 5 千赫(可单脉冲输出)的电压脉冲,并分两路输出。一路进入放大器,经过隔离脉冲变压器,去触发闸流管 GQ1 导通,对仿真线 LC 网络充电,然后截止;另一路经过延时器,将讯号延迟一个时间后,进入放大器,经隔离脉冲变压器,去触发闸流管 GQ2 导通,仿真线 LC 网络对激光管放电。在这之前,Ar⁺ 激光管是被启辉电源预先电离导通。若维持电流取 100 毫安的话,此时激光管的内阻大约是 3000 欧姆左右。当闸流管 GQ2 导通时,它的内阻急剧下降到几欧姆(甚至更低),形成弧光放电,激励激光管输出激光。



能源是一个 0~3 千伏的直流电源和大容量电容器 (500~1000 微法) 组成。设计成可调 式,是为了适应对不同激光管的最佳驱动脉冲电流的需要。即使是同一支激光管,它的气压改 变之后,最佳驱动脉冲电流也要发生变化。

利用 Ar⁺ 激光作为脉冲光源,与纹影仪相配合,在激波管风洞的实验中,对流场进行显示 照相,即要把在高速气流中运动的实验模型,及其对周围流场所产生的物理现象——激波、膨 胀波系、边界层以及尾迹流等的形状显示出来。

实验的布置如图7所示。在实验中,电源设备和照相机都是处在等待状态,由风洞上发出 的同步讯号触发动作,保证了捕捉现象的准确性,因为激波管风洞建立准定常超音速流的时间 只有几毫秒。



图 7 激波管风洞光学测量仪器布置图

图 8 和图 9 是采用单次脉冲激光输出所摄取的流场照片,其曝光时间为 4 微秒(即光脉冲 的半宽度)。实验时的 M 数为 9.2,来流气压为 2×10⁻² 千克/厘米²。在这种情况下,模型头部 产生的正激波所引起的光程变化为 1.27×10⁻⁴ 厘米,比在大气压下直接实验时小一个量级。 模型其他部位所产生的斜激波和膨胀波系的强度就更弱了;但在我们的照片中显示得十分清 楚,特别在图 9 中可以清楚地看到激波的相互作用、滑流层以及激波在模型壁面上的反射,都 十分清晰。



图 8 单模型自由飞流场照片



图 9 双模型自由飞流场照片

图 10 是用重复频率为 2 千赫的激光脉冲组,采用转鼓相机记录,拍摄的激波管风洞的建 立稳态超音速流之后的结尾过程。即气流由稳定的超音速流(图10中a,b),逐步降下来(图 10 中 c、d、e 和 f) 的过程。



图 10 激波管风洞气流过程的结尾情况 (拍摄频率: 2千幅/秒(即光脉冲频率))

总之把 Ar*激光管预先电离,用脉冲电流去驱动它,避开了器件的消电离问题可以获得较 高的重复频率,较窄的激光脉冲,可作为高速摄影的高频闪光光源,这在我们的工作中得到了 证实。此外,还可应用于高速全息摄影、干涉计量、等离子体密度测量、气动力激光、爆炸力学、 燃烧、火焰等方面的研究工作。

料

- [1] W. B. Bridges; Appl. Phys. Lett., 4, No. 7, p. 128 (1964)
- [2] W. R. Bennet ect, Appl. Phys. Lett., 4, No. 10, p. 180 (1964)
- [3] E. F. Labuda, E. I. Gordon et al.; IEEE Quant. Electr., QE-1, p. 273 (1965)
- [4] R. I. Rudko, C. L. Tang; Appl. Phys. Lett., 9, No. 1, p. 41 (1960)
- [5] W. B. Bridges, A. S. Halster; AD-814897, May (1967)
- [6] P. K. Cheo, H. G. Cooper; Appl. Phys. Lett., 6, No. 9, p. 177 (1965)
- [7] 上海灯泡一厂资料:"氩离子激光研制小结"。

鱼

TE

△ 1976年第3期第44页倒数第11行"碳、氯、钠、溴"中的"钠"应改为"铷"。

△ 1977 年第1 期第20页,"椭圆柱形激光器聚光腔的铣削加工法"一文作者"戴敏刚"应为"戴毓刚"。