

# 气动激光器列阵喷管的研究

邬传保 俞刚

(中国科学院力学研究所)

**提要:** 在过去实际工作的基础上(1971~1976),总结了气动激光器快速膨胀喷管设计时应考虑的一些问题,包括主要参数的选择、喷管理论型壁的计算和边界层修正方法的讨论等。同时,通过大量的计算分析,给出了不同条件下边界层修正的简便方法。

## Study on the arrayed nozzles for gas-dynamic lasers

Wu Chuanbao Yu Gong

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

**Abstract:** Based on practical work in 1971~1976, some problems to be considered in designing of rapid expansion nozzles for gas-dynamic lasers were summarized, including the selection of important parameters, the discussion on methods for contoured nozzles design and the correction for boundary layer growth etc. Through a large amount of numerical analysis, a simple convenient method for correcting boundary layer growth under various conditions was also presented.

### 一、引言

快速膨胀喷管是气动激光器的一个关键性部件,其主要作用是迅速有效地冻结工作气流的振动能,与常规超音速风洞的喷管不同。气动激光器喷管设计的基本原则应该是:在保证气流具有最小扰动的前提下,获得最大的冻结效果。气流的扰动即不均匀性,将直接影响输出光束的质量,而冻结效果则关系到器件的效率。要同时保证气流均匀和有效冻结,是有一定矛盾的,需要全面权衡和合理协调。

### 二、影响喷管冻结效率的因素

根据大量的理论分析和实验研究表明<sup>[1~8]</sup>,在一定的气流滞止条件下,影响冻结的主要因素是喷管的几何形状,其中起主要

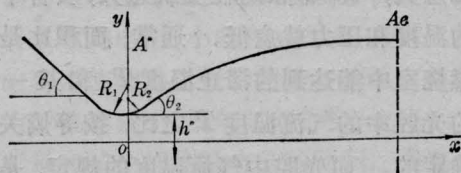


图1 喷管几何参数图

收稿日期: 1979年10月6日。

作用的几何参数有喉部曲率半径  $R_1$ 、 $R_2$ ，气流最大膨胀角  $\theta_2$ ，喉道高度  $h^*$  和面积比  $A_e/A^*$  (见图 1)。

喷管亚音速段的形状对冻结效果的影响是不容忽视的，小的喉部曲率半径  $R_1$  和大的气流进入角  $\theta_1$  能使气流提早在亚音速段出现非平衡现象，从而加速振动能的冻结。 $R_1=0$  和  $\theta_1=90^\circ$  代表一种可能最快的亚音速膨胀，冻结效果最好，但当  $R_1=h^*$  和  $\theta_1=45^\circ$  时，性能降低不大<sup>[6]</sup>。

喷管超音速部分的喉部曲率半径  $R_2$  对冻结效果的影响与  $R_1$  一样，原则上愈小愈好。其值取决于喷管理论型壁的计算方法。通常用特征线方法计算的最小长度喷管，喉部呈尖角， $R_2=0$ ，若用 Foelsch 方法计算喷管<sup>[9,10]</sup>，喉部曲率半径则与  $h^*$  和  $\theta_2$  有关。一般  $R_2 < h^*$ 。对于  $\theta_2$  一般取理论上允许的最大值，即取设计马赫对应的 Prandtl-Mayer 膨胀角  $\omega_E$  的一半 ( $\theta_2 = \frac{1}{2} \omega_E$ )。

喷管喉高  $h^*$  是表征喷管冻结效率的一个重要参数。对于面积比相同的喷管 (不计及粘性) 都是几何相似的。喉道尺寸愈小，喷管长度就愈短，气流参数沿喷管轴向变化的梯度就愈大，因而冻结效果也就愈显著。小喉高是气动激光器喷管的特征，一般为 0.5 毫米量级。如果能在加工和装配精度方面得到保证，并能使喷管壁面 (特别是喉部区域) 得到充分的冷却，则喉道高度还可以减小，比如小到 0.1 毫米<sup>[11]</sup>。

喷管出口面积与喉部面积之比  $A_e/A^*$ ，是决定喷管冻结效率的另一个重要参数。面积比愈大，气流膨胀的程度就愈大，喷管中气流的温度和压力就愈低。通常，面积比是根据燃烧室中能达到的滞止温度  $T_0$  和某一规定的光腔中的气流温度  $T$  之比，按等熵关系来确定的。而光腔中气流温度的规定，是以保证水蒸气不致冷凝为前提的。过去，一般都取  $T \approx 300$  K 左右，但是，喷管中的水气在

快速膨胀的过程中并不是一达到饱和条件就开始冷凝，通常还有  $40 \sim 80^\circ\text{C}$  的过冷度。另外，由于  $\text{CO}_2\text{-N}_2$  中的一部分振动能通过弛豫过程，最终要转为平动能，从而使喷管下游的气流温度比按等熵关系计算的温度为高，所以，考虑到这两方面的因素，面积比还可以选得大一些。

在讨论影响冻结效果的因素时，还必须提到复合参数  $p_0 h^*$  的问题。Stollery 和 Smith<sup>[12]</sup> 以前在研究喷管的非平衡效应时，提出了一个描述冻结效果的相似参数  $p_0 h^*$ 。Gerry<sup>[1]</sup> 从有效冻结振动能的角度出发，并根据冻结通常是发生在喉部区域附近这一事实，导出了用  $p_0 h^*$  表示的描述气动激光器冻结效果的准则：

$$p_0 h^* < 2(p\tau_{\text{有效}})T_* u^*$$

Anderson<sup>[5]</sup> 支持并详细考虑了这一复合参数的含意，指出，在喷管的其他参数 (如气体成份、温度、面积比等) 不变的情况下，峰值增益和最大可用能量都是  $p_0 h^*$  的单值函数。并建议取  $p_0 h^* \approx 1$  大气压·厘米比较合适。我们认为这个复合参数可供设计时参考。

### 三、影响气流均匀性的因素

影响气流均匀性的因素是多方面的，就气动激光器列阵喷管而言，主要是波系和尾迹。列阵喷管的叶片尾部，由于结构强度的原因，需要截短，这就不可避免地要产生一定强度的激波；流经叶片尾部的气流由于粘性的作用，在脱离叶片时要产生紊流尾迹。其次，由于喷管在设计 (包括粘性影响的修正)、加工和装配过程中的不当，往往会使气流产生各种性质的扰动 (气流分离、不同程度的膨胀和压缩波系，以及波系与边界层的相互作用等)，此外，来自燃烧室中的原始气流，由于燃烧、混合过程造成的不均匀性和不稳定性，也是一种需要考虑的因素。

要定量估算这些因素对气流均匀性的影

响,是比较困难而又复杂的一个问题,要估算由这些因素引起的气流不均匀性对光束质量的影响,那就更困难,只能作一些粗略定性的介绍。

Simons<sup>[13]</sup>指出,如果不修正喷管侧壁的边界层,由这种边界层引起的激波有可能使气流产生10%的密度不均匀性。采用简单的使侧壁线性外扩的办法(具体量由计算确定,约为 $0.5\sim 1^\circ$ 量级),就能使这种扰动减少一半以上。Clark<sup>[14]</sup>用几何光学的办法,对共焦非稳腔估算了这种扰动对光束质量的影响,当 $4\rho/\rho=7\%$ 时,平行和垂直于气流的远场强度都有很大的畸变。Russell<sup>[15]</sup>在分析这一问题时指出,由侧壁激波引起的密度扰动必须限制在千分之几以内。

对于和光轴相交的激波,一般来讲,只使光束发生偏转,即相位畸变是线性的。相对于偏转了的光轴,其远场强度不变。因此,对于这种畸变,可以通过外光路系统加以校正。但是,这些激波和尾迹或边界层相互作用,可能导至相位的高阶畸变。所以也应尽可能使这类激波的强度减弱。

由于气动激光器的光轴安排得与喷管叶片的后缘相垂直,尾迹和紊流对光束质量的影响不大<sup>[14]</sup>,主要是通过光束的散射作用来影响光束质量。具体估算这些影响是十分复杂的。

喷管的加工,特别是喉部的加工,应保证准确的公差和良好的表面光洁度。Wagner<sup>[16]</sup>提出加工精度要保证在 $\pm 0.025$ 毫米以内,表面光洁度为 $0.3\times 10^{-6}$ 米(相当于 $\nabla 11$ )。这只有经过仔细的研磨和抛光才能达到。目前国内尚无现成的工艺来加工符合上述要求的喷管叶片。

喷管的装配,特别是喉部尺寸的保证,也是十分重要的。由于喉部尺寸很小(如0.2毫米),即使小的装配误差( $\pm 0.02$ ),就能带来很大的相对误差( $\pm 10\%$ ),因而严重影响气流的均匀性。

要使气流均匀,还必须保证喷管在工作过程中结构尺寸的稳定性。为此喷管冷却是必要的。另外,由于粘性的影响,使靠近喷管壁面的气流减速,将动能转为热能,从而使气体加热对粒子数反转产生不利影响。对于 $T_0=1400\text{K}$ , $p_0=25$ 大气压, $M=4$ , $h^*=0.2$ 毫米的喷管。当壁面温度 $T_w=700\text{K}$ 时,增益损失可达21%<sup>[11]</sup>。因此从冻结的角度来看,喷管也必须充分冷却。

#### 四、喷管设计方法的讨论

为了减少扰动,喷管型壁需作仔细的气动计算。处理问题的思路可仿照常规超音速风洞喷管进行。由于振动能只占总焓的百分之几,只要能给出合适的气体比热比 $\gamma$ ,则忽略非平衡的影响,按完全气体等熵流来计算喷管,对气动参数影响不大<sup>[11]</sup>。

亚音速段的设计比较简单,只要保证喷管面积单调地收缩,沿轴向不出现逆压梯度。详细地计算壁面形状是不必要的<sup>[15]</sup>。例如甚至亚音速进入角 $\theta_1=90^\circ$ ,喉道曲率半径 $R_1=0$ 这种极端情况,也未观察到气流的分离现象并能满足气流均匀性的要求<sup>[6]</sup>。此外,只要 $R_1\neq 0$ ,亚音速段气流都很接近一维流动。所以亚音速段的设计,一般采取直线或楔形收缩, $\theta_1=45^\circ$ , $R_1\approx h^*$ 。

喷管的超音速部分,据报导都采用特征线方法计算的最小长度喷管<sup>[5,6,15,16]</sup>。设计时假定喉部为直音速线,气流起始膨胀角取最大值, $\theta_2=\frac{1}{2}\omega_E$ 。这种喷管喉道呈尖角,长度最短,膨胀速率最快,从冻结振动能的角度比较理想。但在实践过程中存在一些问题,首先是加工、装配的要求十分苛刻,对于尖喉道,如果轴向错位为喉高的1%,则相当于造成气流转角 $1^\circ$ 的扰动<sup>[15]</sup>。此外,尖角还容易引起气流分离,导至喉部侧壁边界层迅速增厚,产生喉道激波。直音速线的假设,也使喉道



下游产生过渡膨胀,从而引起分离,出现激波。因此, Anderson 建议把尖角圆弧化,这样将造成理论上的增益和最大可用能量减少15%左右,但实际上带来的好处可能比这更大。

所以,特征线方法设计的最小长度喷管并不是一种最理想的方法。我们建议采用国内在常规超音速风洞喷管设计时用得最多的一个方法——Foelsch 方法,它是通过假定喷管的转折点以前的气流为泉流分布,并利用特征线原理来计算喷管型壁的一种非常简便的解析方法<sup>[10]</sup>,见图2。主要计算公式如下:

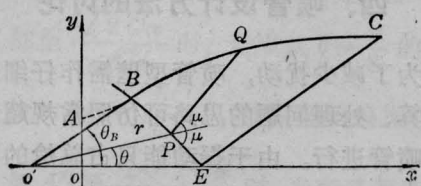


图2 喷管设计用图

$$y_{AB} = y^* + x_B \operatorname{tg} \theta_B \left(1 - \frac{1}{3} \frac{x}{x_B}\right) \left(\frac{x}{x_B}\right)^2 \quad (1)$$

$$x_{BC} = r \cos \theta + M r (\theta_B - \theta) \cos(\theta + \mu) - \overline{O'O} \quad (2)$$

$$y_{BC} = r \sin \theta + M r (\theta_B - \theta) \sin(\theta + \mu)$$

其中  $\theta_B = \frac{1}{2} \omega_E, \theta = \omega_E - \omega$

$$\left. \begin{aligned} \omega &= \sqrt{\frac{\gamma+1}{\gamma-1}} \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}} (M^2 - 1) \\ &\quad - \operatorname{tg}^{-1} \sqrt{M^2 - 1} \\ r &= \frac{r_0}{M} \left[ \frac{2}{\gamma+1} \left(1 + \frac{\gamma-1}{2} M^2\right) \right]^{\frac{\gamma+1}{2(\gamma-1)}}, \\ r_0 &= y^* / \theta_B \\ \overline{O'O} &= r_B \cos \theta_B - x_B, \\ x_B &= \frac{3}{2} (r_B \cos \theta_B - y^* \operatorname{ctg} \theta_B) \\ \mu &= \sin^{-1} \frac{1}{M} \end{aligned} \right\} (3)$$

用 Foelsch 方法设计的喷管,喉部有一小于喉高的曲率半径,有可能兼顾冻结与气流均匀性的要求。此外,它的型壁坐标有简单的解析表达式,便于各种运算和分析。用

这种方法设计具有较高马赫数和较大膨胀角的气动激光喷管的适应性,我们用特征线法在电子计算机上作了对比研究。结果表明,即使在这种条件下泉流假设有所偏离,但还是可以用的。通过在几个气动激光器上实际使用的结果也表明:测得的小信号增益已达到甚至超过国外同类器件的水平。

对于低压运转的气动激光器,由于腔压较低,密度扰动相对来说不太严重,因此喷管型壁可以不必仔细考虑,可以采用简单的楔形或锥形喷管<sup>[15]</sup>。

## 五、冻结 $\gamma$ 的计算

在作气动计算时,  $\gamma$  是一个最基本的参数。关于  $\gamma$  有两种不同的看法,一种认为  $\gamma$  对理论型壁的影响不大,设计时可取  $\gamma = 1.4$ 。其主要根据是:只要面积比相同,采用不同  $\gamma$  用同一方法计算的型壁相差很小,另一种看法相反,认为  $\gamma$  值对型壁计算十分重要<sup>[15]</sup>。

我们认为,  $\gamma$  取作常数,本身就是近似的,但考虑到  $\gamma$  对喷管马赫数和边界层位移厚度的计算影响都较大,不考虑气体的条件,随意规定  $\gamma$  值也是不合适的。另外,  $\gamma$  变化对喷管型壁坐标影响不大这一实际情况,使得在一个固定的喷管中改变气体的成份,寻找最佳参数的实验提供了依据。但这种最佳参数的状况往往不是喷管的设计状况。具体计算时,采用“冻结  $\gamma$ ”的概念,即假定混合气体流经喉道前为平衡流,在喉道处气体上振动能级突然冻结。

考虑到  $\text{H}_2\text{O}$  的  $\nu_1, \nu_3$  两个振动能级的特征温度都很高,在给定的滞止条件下这两个能级的振动能小得可以忽略不计。所以从喉部开始,混合气体中随气流温度变化的振动能只有  $\text{CO}_2$  的  $\nu_1, \nu_2$  能级和  $\text{H}_2\text{O}$  的  $\nu_2$  能级,

$$\begin{aligned} E_v(T) &= E_{\nu\text{CO}_2}(\nu_1) + E_{\nu\text{CO}_2}(\nu_2) \\ &\quad + E_{\nu\text{H}_2\text{O}}(\nu_2) \end{aligned} \quad (4)$$

由于  $E_v(T)$  随温度的变化不是常数而是温度的函数, 使混合气体的定容比热  $C_v$  (因而  $\gamma$ ) 也成了温度的函数。因此, 若要取  $\gamma$  为常数, 则应求出  $C_v$  在某种意义上的平均值。

计算步骤如下:

1) 按一维等熵变比热方法, 求出喷管喉部的气流温度  $T_*$ , 作为混合气体上能级的冻结温度, 也是计算冻结  $\gamma$  的起始温度。

2) 利用中值定理求  $C_v$  的平均值

$$\begin{aligned} (\overline{C_v})_v &= \frac{1}{T_e - T_*} \int_{T_*}^{T_e} (C_v)_v dT \\ &= \frac{1}{T_e - T_*} \int_{T_*}^{T_e} dE_v(T) \\ &= \frac{E_v(T_e) - E_v(T_*)}{T_e - T_*} \end{aligned} \quad (5)$$

其中  $T_e$  为喷管出口的气流温度。

3) 由  $C_v = (C_v)_{Tr} + (\overline{C_v})_v$  即可求出冻结  $\gamma$

$$\gamma = 1 + \frac{R}{C_v} \quad (6)$$

其中  $(C_v)_{Tr} = \frac{5}{2} R (\psi_{CO_2} + \psi_{N_2}) + 3R\psi_{H_2O}$ ,  $R$  为通用气体常数,  $\psi_i$  为组分。

## 六、喷管边界层的计算

对于气动激光器的快速膨胀喷管, 由于尺寸很小, 边界层沿喷管轴向的发展很快, 因此, 粘性对气流均匀性的影响也更大。

气动激光器喷管中的边界层究竟是层流还是紊流? 这是一个可以进一步讨论的问题。就典型的气动激光器喷管雷诺数 (以喷管长度为特征长度) 而言, 一般都小于  $10^6$  量级, 从原则上讲, 应该是层流, 但在实际上, 由于喉部曲率半径很小 (有的就是尖角), 气流膨胀角过大, 有可能使气流分离而转变为紊流边界层。从国外发表的文章来看按层流计算的居多<sup>[12, 13, 15, 17]</sup>。而美国 NOL 早期的冷流场实验测得喷管中的边界层是紊流。

我们根据国外常用来计算气动激光器边界层的 Cohen 和 Reshotko<sup>[17]</sup> 近似解法, 分传热壁 ( $t_w/t_0 = 0.4$ ) 和绝热壁 ( $t_w/t_0 = 1$ ) 两种情况, 用三种比热比 ( $\gamma = 1.33, 1.36, 1.4$ ) 和五种马赫数 ( $M = 4.0, 4.25, 4.5, 4.75, 5.0$ ), 针对用 Foelsch 方法计算的喷管, 进行了边界层位移厚度  $\delta^*$  等参数的计算。

即使几何相似的喷管, 边界层的发展也是不相似的, 所以, 喷管边界层的位移厚度不能直接整理为简单形式的相似参数, 而只能用复合参数的形式来表示, 如  $\frac{\delta^*}{x} (R_{ex})^{1/2}$ 。为了使用方便, 我们采用位移厚度复合参数的形式为:

$$\begin{aligned} \text{DELTA PHT} &\equiv \frac{\delta^*}{h^*} \left( \frac{p_0 h^* t_w^{0.24}}{t_0^{3/2}} \right)^{1/2} \\ &= f \left( \frac{x}{h^*}, \gamma, M_E, \frac{t_w}{t_0} \right) \end{aligned} \quad (7)$$

有了位移厚度复合参数, 就可以根据给定的各种参数, 如  $\gamma, M_E, h^*, T_0, p_0, t_w/t_0$  等求出沿喷管壁面的位移厚度  $\delta^*(x)$ , 见图 3。

经边界层修正后的喷管型壁坐标为:

$$\begin{aligned} x_{\text{修}} &= x_{\text{理}} - \delta^* \sin \alpha \\ y_{\text{修}} &= y_{\text{理}} + \delta^* \cos \alpha \end{aligned} \quad (8)$$

综合全部计算结果, 我们发现:

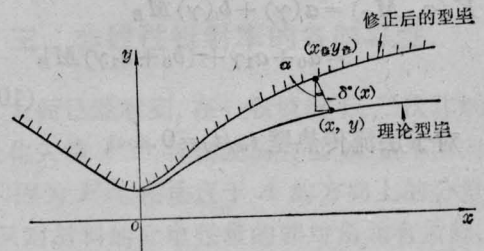


图 3 边界层修正图

1) 对一定的  $\gamma, M_E$  和  $t_w/t_0$  来说, 复合参数 DELTA PHT 随  $\frac{x}{h^*}$  的变化近似呈直线。因此可以利用最小二乘原理将计算结果拟合成直线

$$\text{DELTA PHT} = K \frac{x}{h^*}, \quad K \text{ 为斜率。}$$

2) 对一定的  $t_w/t_0$  以  $\gamma$  为参数, 斜率  $K$  随  $M_E$  的变化近似呈直线, 即

$$K(\gamma, M_E) = a(\gamma) + b(\gamma) M_E$$

其中  $a(\gamma)$  是直线的截距,  $b(\gamma)$  为斜率, 都是  $\gamma$  的函数, 而且  $a(\gamma)$ 、 $b(\gamma)$  随  $\gamma$  的变化也近似呈直线, 即  $a(\gamma) = a_0 + a_1\gamma$ ,  $b(\gamma) = b_0 + b_1\gamma$ 。

3) 就工程应用来说, 喷管的粘性修正, 可以将位移厚度  $\delta^*(x)$  直接加到喷管理论型壁与之对应的  $y$  坐标上, 即  $x_{\text{壁}}(x) = y_{\text{理}} + \delta^*(x)$ , 其误差不超过 0.7%。

4) 对于喷管喉道处边界层位移厚度  $\delta_T^*$ , 也作了估算, 在所算的范围内,  $\delta_T^*$  都很小,

$$\delta_T^* \leq 0.0062h^*$$

具体设计时, 可以不考虑喉道边界层的影响。

根据上述情况, 可以将  $C-R$  关于具有压力梯度、热交换、可压缩层流边界层十分繁杂的计算大为简化, 并有可能将全部计算结果整理为近似公式, 只要在所选的参数范围内, 都可以利用近似公式, 求出位移厚度。

整理后的位移厚度复合参数近似公式为:

$$\begin{aligned} \text{DELTA PHT} &\equiv \frac{\delta^*}{h^*} \left( \frac{p_0 h^* t_w^{0.24}}{t_0^{3/2}} \right)^{1/2} \\ &= K(\gamma, M_E) \frac{x}{h^*} \quad (9) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} K(\gamma, M_E) &= a(\gamma) + b(\gamma) M_E \\ &= a_0 + a_1\gamma + (b_0 + b_1\gamma) M_E \quad (10) \end{aligned}$$

对于层流传热壁  $t_w/t_0 = 0.4$

$$\begin{aligned} K \times 10^4 &= 0.0088 + 0.2114\gamma \\ &+ (0.1131\gamma - 0.0041) M_E \quad (11) \end{aligned}$$

对于层流绝热壁  $t_w/t_0 = 1$

$$\begin{aligned} K \times 10^4 &= 0.7173 + 0.1054\gamma \\ &+ (0.3032\gamma - 0.1667) M_E \quad (12) \end{aligned}$$

由近似公式引进的误差不超过  $\pm 0.2\%$ , 转换为喷管型壁坐标, 一般都不超过  $\pm 0.003$  毫米, 这在工程上是允许的。

近似公式的适用范围:  $\gamma = 1.33 \sim 1.4$ ,  $M_E = 4 \sim 5$ , 对于传热壁只限于  $t_w/t_0 = 0.4$ 。喷管坐标是用 Foelsch 方法计算的。

### 参 考 文 献

- [1] Gerry E. T.; *IEEE, Spectrum.*, 1970, 7, 51.
- [2] Anderson J. D.; AIAA Paper, 69-668.
- [3] Anderson J. D.; *ACTA Astronautical*, 1975, 2, 11.
- [4] Brunner M. J.; AD-783218.
- [5] Anderson J. D., Harris E. L.; AIAA Paper 72-143.
- [6] Greenberg R. A. et al.; *AIAA J.*, 1972, 1494.
- [7] Kuehn D. M.; *Appl. Phys. Lett.*, 1972, 21, 3.
- [8] 严海星, 陈丽吟; 《力学学报》, 1978, No. 4, 274.
- [9] Foelsch K.; North American Aviation Report No. NA-46-235, Mar 1946.
- [10] Crown J. C.; NACA, TN-1651.
- [11] Monsler M. J.; AIAA Paper, 71-24.
- [12] Stollery J. L., Smith J. E.; *J. of Fluid Mech.*, 1962, 13, 225.
- [13] Simons G. A.; AIAA Paper, 72-709.
- [14] Clark P. O.; AIAA Paper, 72-708.
- [15] Russell D. A.; AIAA Paper, 74-223.
- [16] Wagner J. L.; AD-731677.
- [17] Cohen C. B., Reshotko E.; NACA Rep 1294.