

气旋限流效应及其在大功率激光气动窗口上应用的可能性

薛明伦

(中国科学院力学研究所)

提要: 分析了进口气旋对收缩型喷管流量的影响。强气旋能显著地降低流量。对大功率气体激光气动窗口应用进口气旋预计可节省抽气功率, 缩短窗口长度。

Blocking effect of swirling nozzle flow and its possible application to aerodynamic laser window design

Xue Minglun

(Institute of Mechanics, Academia Sinica, Beijing)

Abstract: The swirling flow effect on the mass flow rate of convergent nozzle is analysed. Under certain parameters, the flow rate of swirling flow could be reduced to one tenth of that without swirl. If this principle is employed possible advantages may be obtained: (1) pumping power could be substantially reduced, (2) the window length could be shortened.

万瓦级大功率气体激光需要通过开口型气动窗口输出。气动窗口由下列主要部件构成: i) 连接大气的喷管, 光束一般聚焦在这里。ii) 由数块有孔档板组成的气流衰减段, 使通过喷管的高速气流能有效地把速度降下来以免进入光腔。气动窗口连接抽气系统, 抽气气压应稍低于光腔气压, 使光腔内的气体在连续工作时能得到定量置换。

从光束通过的观点看, 喷管必须有一定的流通面积, 但从节省抽气能量的观点来看, 又希望通过喷管的漏气量尽量小一些, 一个

可能的办法是在喷管进口用外加预旋方法制造一个切向流速, 如图1所示。当气体向半径小的出口段流动时, 在理想情况下, 由于角动量守恒, 沿流线切向速度不断提高, 切向速度 V_θ 反比于半径 r 。如出口处 V_θ 足够高, 从能量守恒的观点看, 轴向速度就会降低, 从而可减少流量。本文将从气体激光气动窗口的要求出发, 考虑一个收缩喷管在有气旋时的流动特征, 下面将看到, 这时气流参数沿径向有剧烈的变化, 和普通喷管的准一维流动完全

收稿日期: 1985年8月26日。

不同。

理想流体稳态流动的动量方程是:

$$-\mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V}) = -\nabla i_0 + T \nabla S \quad (1)$$

式中 \mathbf{V} , i_0 , T , S 分别为速度, 总焓, 温度和熵。对于等总焓、等熵流动, 由于 $\nabla i_0 - T \nabla S = 0$, 所以得

$$\mathbf{V} \times (\nabla \times \mathbf{V}) = 0 \quad (1a)$$

上式表示速度 \mathbf{V} 和旋度 $\nabla \times \mathbf{V}$ 是处处平行的。对于轴对称流动, 在圆柱坐标下(1a)式可写成:

$$\frac{V_\theta}{r} \frac{\partial(V_\theta r)}{\partial r} + \frac{1}{2} \frac{\partial V_z^2}{\partial r} = 0 \quad (2)$$

这里忽略了子午面内流线曲率的影响, 即所谓简单径向平衡, 这在喷管型线是渐变的情况下是近似正确的。

如在出口截面切向速度 V_θ 沿半径 r 的变化规律是

$$V_\theta = C r^n \quad (3)$$

把它代入(2)得

$$\frac{dV_z^2}{dr} = -2(n+1)C^2 r^{2n-1} \quad (2a)$$

积分(2a)式, 边界条件是 $r=r_1$ 处 $V_z=V_{z1}$ 结果得

$$V_z^2 - V_{z1}^2 = \frac{n+1}{n} C^2 r_1^{2n} \left[1 - \left(\frac{r}{r_1} \right)^{2n} \right] \quad (4)$$

动量方程的另一形式是

$$\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} = \frac{V_\theta^2}{r} \quad (5)$$

在等熵流动时有

$$\frac{p}{\rho_*} = \left(\frac{\rho}{\rho_*} \right)^\gamma$$

式中 p , ρ , γ 分别是压力、密度和比热比, 下标*表示速度达到音速时的值。

密度值可由(5)式积分得到

$$\frac{\rho}{\rho_*} = \left\{ \left(\frac{p_1}{p_*} \right)^{\gamma-1} - \frac{(\gamma-1)C^2 r_1^{2n}}{2n\gamma} \right\} \times \frac{\rho_*}{p_*} \left[1 - \left(\frac{r}{r_1} \right)^{2n} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (6)$$

下标 1 表示在 $r=r_1$ 处的值。速度和密度分布求出后, 就可由下列积分式得出流量:

$$G = \int_0^{r_1} \rho V_z 2\pi r dr \quad (7)$$

下面分析计算一下在 $r=r_1$ 处, 流动受到阻塞, 即 $V_{z1}=0$ 这一特殊情况, 这时 $V_{\theta 1}$ 由下式等熵流动关系式得出

$$\left(\frac{V_{\theta 1}}{a_*} \right)^2 = \frac{\gamma+1}{\gamma-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right]$$

而密度的分布是

$$\frac{\rho}{\rho_*} = \left\{ \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \left(\frac{\gamma+1}{2} \right) - \frac{\gamma+1}{2n} \right\} \times \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \left[1 - \left(\frac{r}{r_1} \right)^{2n} \right]^{\frac{1}{\gamma-1}} \quad (6a)$$

轴向速度的分布是:

$$\frac{V_z}{a_*} = \left\{ \frac{(n+1)}{n} \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}} \right] \right\} \times \left[1 - \left(\frac{r}{r_1} \right)^{2n} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (7a)$$

下标 0 表示滞止值。

相对流量由(7)式积分得出

$$\bar{G} = \frac{G}{\pi r_1^2 \rho_* a_*} = 2 \int_0^1 \frac{\rho}{\rho_*} \frac{V_z}{a_*} \bar{r} d\bar{r}$$

式中 $\bar{r} = \frac{r}{r_1}$,

对于 $\gamma=7/5$, 计算结果如图 2, 3, 4 所示。从图 3 可以看出, 气旋可以大幅度地减少流量。在小压比时, 如 $\frac{p_1}{p_0}=0.1$ 及无气旋的情况相比, 流量可以减少到 10% 以下。

从图 3 可以看出, 有气旋情况下, 即使在

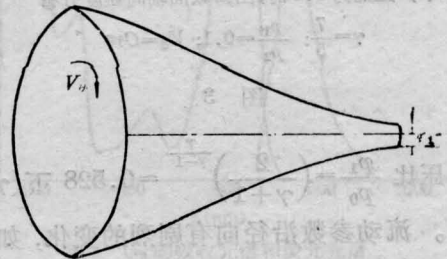


图 1 通大气喷管(加气旋)

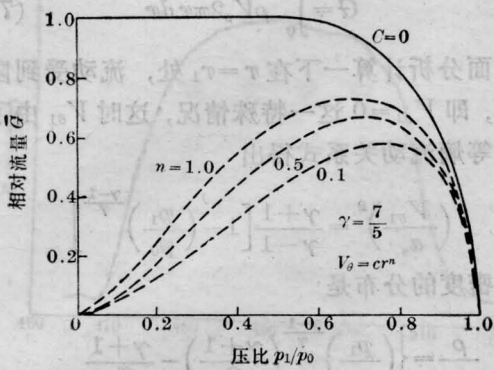
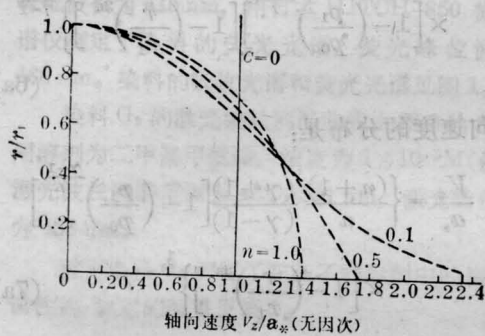
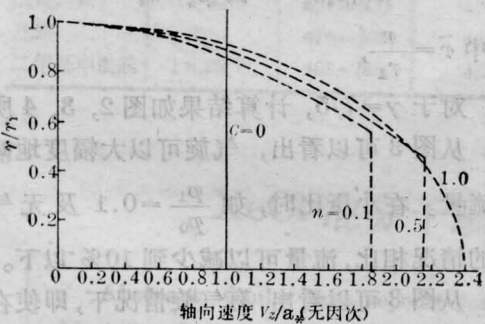


图2 气旋对流量的关系



(a) 压比为临界值(0.528)时,出口截面轴向速度分布

$$\gamma = \frac{7}{5}; \frac{p_1}{p_2} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 0.528; V_0 = Cr^n$$



(b) 压比为0.1时,出口截面轴向速度分布

$$\gamma = \frac{7}{5}; \frac{p_1}{p_2} = 0.1; V_0 = Cr^n$$

图3

临界压比 $\frac{p_1}{p_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}} = 0.528$ 下 ($\gamma = 1.4$)。流动参数沿径向有剧烈的变化,如无气旋。众所周知这时在出口截面流动速度达到音速,但在有气旋时,轴向速度在 $r=r_1$ 处

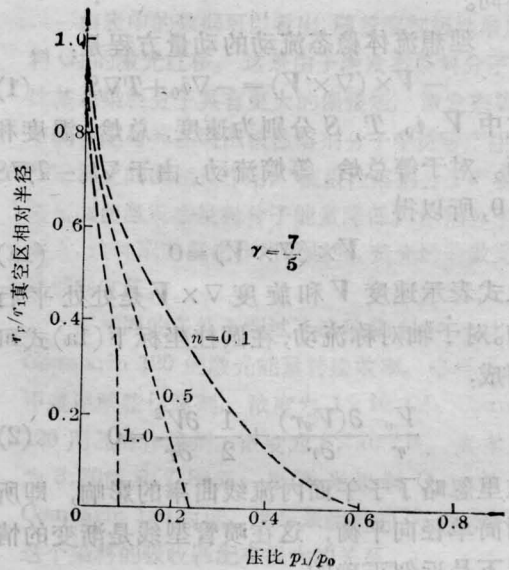


图4 真空区相对半径与压力的关系

为零,而在 $r=0$ 处 $\frac{V_z}{a_*} = 1.4142$, 即轴向速度分布从亚音速到超音速。这说明在有气旋时,流动呈二维结构,在 r 较小的区域内,流线早已从收缩过渡到扩散,流动进入超音速区域。

密度沿径向的变化也十分剧烈,如压比为

$$\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_v = \left(\frac{1}{n+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

这时在 $r=0$ 处首先出现 $\frac{\rho}{\rho_*} = 0$, 即密度为零。这是由于轴向速度在这里已达到气动力学上的极限速度

$$\frac{V_z}{a_*} = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} = 2.45 \quad (\gamma=1.4)$$

如压比小于 $\left(\frac{p_1}{p_0}\right)_v$, 则真空区扩大到 $0 < r \leq r_v$, 真空区半径 r_v 和压比的关系,由 $\frac{\rho}{\rho_*} = 0$ 导出,

$$\frac{r_v}{r_1} = \left[1 - \frac{n \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}}{1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{\gamma-1}{\gamma}}} \right]^{\frac{1}{2n}} \quad (8)$$

(下转第757页)

离,改变延时信号幅值不变,说明中性自由原子存在时间相当长($>16\mu\text{s}$),并且由于速度分布它们的密度分布变得平坦。

由于顾及原子蒸气密度而未对蒸气中带电粒子进行抑制,它们对光电离信号的探测有较大的干扰。实验上在改变收集平板电极上的偏转电压时发现,当不加偏转电压时,干扰信号主要来自热发射的快电子(见图4(b));当偏转电压为1.2V时,由于蒸气中存在的微等离子体使得干扰信号明显地增大并且在时间上拉长,此时,光电离信号迭加在干扰信号脉冲的大包络之上(见图5);当偏转电压增加至45V时,干扰信号进一步增大,把光电离信号湮没了。可见,带电粒子的存在对收集板极上信号探测有很大的影响,采用沟道管探测信号遇到了同样的问题。实验上移动会聚 $0.53\mu\text{m}$ 激光的聚焦透镜来改变作用区时发现:当作用区接近收集平板电极时,光电离信号变大;而当作用区分别靠近两块收集板极时,相应的二个光电离信号脉冲极性相反(参见图5),这与上面对信号探测的解释相符合。同时,用激发光触发一个

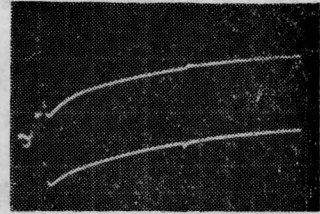


图5 作用区分别靠近两块收集板时
光电离信号脉冲的符号变化
此时加1.2V直流收集电压

脉冲电压做为收集电压加在收集板极上,这样可以减少干扰信号并增加光电子的收集。

参 考 文 献

- [1] L. Valyi; "Atom and Ion Sources", Akademiatt Kiado, Budapest, 1977, p. 85.
- [2] L. Holland; "Vacuum Deposition of Thin Films", 1956, Chap. 5, p. 141.
- [3] B. M. Дубков; "激光科学与技术", 1984, 7, 72.
- [4] J. F. Ready; *Appl. Phys. Lett.*, 1963, 3, 11.
- [5] H. C. Meng, H-J. Kune; *Phys. Fluids*, 1979, 22, 1082.
- [6] W. L. Knecht; *Appl. Phys. Lett.*, 1965, 6, 99.
- [7] "American Institute of Physics Handbook", McGraw-Hill, New York, 1975, Sect. 9.
- [8] 殷立峰等; «光学学报», 1984, 4, 994.

(上接第760页)

式(8)的计算如图4所示。在 $\frac{r}{r_1} < \frac{r_v}{r_1}$ 的区域内密度为零; V_θ 和 V_z 都不变,合成速度达到极限速度

$$\frac{V}{a_*} = \frac{(V_\theta^2 + V_z^2)^{\frac{1}{2}}}{a_*} = \left(\frac{\gamma+1}{\gamma-1}\right)^{\frac{1}{2}} = 2.45$$

结 论

1. 气旋可以大幅度地影响流经喷管的流量。在压力比 $\frac{p_1}{p_0} \leq 0.1$ 的情况下,合适的气旋可以使流量降低到无气旋时的10%以下。

2. 由于气旋建立的径向压力梯度,使流动参数沿径向有剧烈的变化。在同一截面,轴向流速沿径向的分布可以从亚音速到超音

速,这是和无气旋情况有本质区别的。

3. 由于气旋,在出口截面 $r=r_1$ 处,轴向速度有可能在一定条件下为零,在该半径处流动为之阻塞。这时在该点的压力可以达到临界值以下,这也是和无气旋情况有本质区别的。后者在收缩型喷管的情况下,即使外界压力再低,出口截面总维持在临界值,即

$$\frac{p_{\text{临界}}}{p_0} = \left(\frac{2}{\gamma+1}\right)^{\frac{\gamma}{\gamma-1}}$$

4. 应用气旋于大功率气体激光的气动窗口,可能可兼取二个好处:i)由于流量下降,节省了抽气功率,或在同样流量下可以扩大通道面积。ii)加快了轴向衰减,缩短了气动窗口的长度。至于中心区的低密度并沿径向参数有变化对光束通过时对光质的影响还有待进一步实验确定。