

气流激光的增益、强度和功率理论

高智 赵庶陶

(中国科学院力学研究所)

提要 在速率方程中唯象地引进粒子的热速度分布,求得气流激光的增益、强度和功率诸关系。均匀加宽为主时本文关系与文[1]的理论结果一致,流速为零时简化为非流动气体激光的熟知关系^[6]。

分析中考虑了镜子反射率变化、光腔上游气体激励度随时间而变化的影响。对连续和脉冲 CO₂ 气动激光进行了具体计算。

一、前言

CO₂ 气流激光的解析分析,在增益等于损耗的条件下求解速率方程组^[1,2],其结果适用于均匀加宽为主的情况,对于均匀和非均匀加宽同时起作用的情况,文[3]做了分析。此外,气流激光的半经验分析^[4,5],在解释气流激光的试验结果时,建议使用非流动气体激光的理论公式进行拟合。可是气流激光的已有理论结果^[1-3]在流速趋于零时却不能简化到非流动气体激光的相应关系^[6]。

在速率方程中唯象地引进热速度分布,可以求得气流激光的增益、强度和功率的理论关系,当流速等于零时这些关系简化为非流动气体激光的熟知关系,对均匀加宽为主的情况则化为文[1,2]的结果。应当指出,严格来说速率方程中是不能引入粒子的热速度分布的,但由此可以简单地导出期望的结果并为进一步的分析提供基础。

二、假设与基本方程

假定光轴与流动方向垂直、气流通道的矩形截面、平面平行镜安放在通道的两侧,见图1。光腔内气流参数 u 、 ρ 和 T 的变化可忽略,边界层影响亦可忽略。把泵浦区和光腔区别开来,为的是能够分析光腔上游脉冲泵浦“流动加宽”脉宽的情况^[7]。

CO₂-N₂ 系统的激光工作能级可用五能级模型来表示,见图2,能级1包括CO₂对称和弯曲模的若干能级。单位时间内因非弹性碰撞引起 i 能级到 j 能级的粒子数输运为 $K_{ij} N_i$, N_i 是 i 能级粒子数密度,速率 K_{ij} (单位秒⁻¹) 满足关系

$$K_{32}, K_{23}, K_{10} \gg K_{21} > K_{0j} (j = 1, 2, 3) \quad (2.1)$$

气流参数 u , ρ 和 T 不变时,非定常速率方程和辐射交换方程为:

本文于 1978 年 4 月 7 日收到。

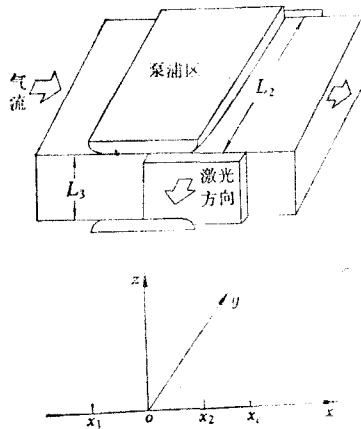


图1 横流气体激光示意图及坐标系
(泵浦区 $x_1 \leq x \leq x_2$; 光腔 $0 \leq x \leq x_c = L$)

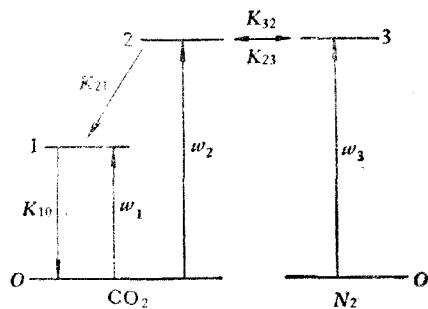


图2 $\text{CO}_2\text{-N}_2$ 系统的激光工作能级和弛豫过程

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial N_3}{\partial t} + u \frac{\partial N_3}{\partial x} &= w_3 - K_{32}N_3 + K_{23}N_2 \\ \frac{\partial N_2}{\partial t} + u \frac{\partial N_2}{\partial x} &= w_2 + K_{32}N_3 - (K_{23} + K_{21})N_2 - \frac{J}{ch\nu} (B'_{21}f_2N_2 - B'_{12}f_1N_1) \\ \frac{\partial N_1}{\partial t} + u \frac{\partial N_1}{\partial x} &= w_1 + K_{21}N_2 - K_{10}N_1 + \frac{J}{ch\nu} (B'_{21}f_2N_2 - B'_{12}f_1N_1) \end{aligned} \right\} (2.2)$$

$$\begin{aligned} N_2 + N_1 + N_0 &= \text{常数} \\ N_{N_1} + N_{N_2} &= \text{常数} \end{aligned}$$

$$\frac{\partial J}{\partial t} + cl \text{grad} J = (B'_{21}f_2N_2 - B'_{12}f_1N_1)J \quad (2.3)$$

其中 t 为时间、 u 为流速、 $w_i (i=1, 2, 3)$ 为泵浦速率、 c 为光速、 h 为玻尔茨曼常数、 ν 为光频、 J 为辐射强度、 $f_i (i=1, 2)$ 为 N_i 中具有激光作用的粒子数分数、 B'_{21} 是在频率为 ν 辐射作用下多普勒表观频率为 ν' 粒子的受激发射速率

$$B'_{21} = B_{21} \frac{2/\pi \Delta\nu_N}{1 + \left[\frac{2(\nu' - \nu)}{\Delta\nu_N} \right]^2}, \quad B'_{12} = \frac{g_2}{g_1} B_{12} \quad (2.4)$$

$g_i (i=1, 2)$ 是能级统计权重、 $\Delta\nu_N$ 为均匀加宽型线半峰值处的全宽度、 l 是光传播方向。强度满足如下边界条件

$$\left. \begin{aligned} y=0 \quad J_0^+ &= R_1 J_0^-, \quad R_1 = 1 - a_1 - t_1 \\ y=L_2 \quad J_{L_2}^- &= R_2 J_{L_2}^+, \quad R_2 = 1 - a_2 - t_2 \end{aligned} \right\} (2.5)$$

R_i 、 a_i 和 $t_i (i=1, 2)$ 分别是两端镜子的反射、吸收和透射率、 J^+ 和 J^- 为沿 y 正方向和负方向行进的光子能流, 并有 $J = J^+ + J^-$ 。

三、求 解

在方程 (2.3) 的左端, 除 $\frac{\partial J}{\partial y}$ 项外均是少量故可略去, 于是由 (2.3) 和 (2.5) 求得:

$$g = \frac{1}{L_2} \int_0^{L_2} \frac{1}{c} (B'_{21} f_2 N_2 - B'_{12} f_1 N_1) dy = \frac{-1}{2L_2} \ln R_1 R_2 \quad (3.1)$$

由于^[1] $J_{\max}/J_{\min} = 2\sqrt{R}/(1+R)$, $R = \min(R_1, R_2)$, 当 $R \leq 0.6$ 时 J 沿 y 方向的变化可以忽略, 于是由 (2.3) 和 (2.5) 求得:

$$gI = \frac{1}{L_2} \int_0^{L_2} \frac{1}{c} (B'_{21} f_2 N_2 - B'_{12} f_1 N_1) J dy = \frac{1}{L_2} (J_{L_2}^+ - J_{L_2}^- + J_0^- - J_0^+) \quad (3.2)$$

$$J_0 = J_0^-(1 + R_1) = \frac{gIL_2(1 + R_1)\sqrt{R_2}}{(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2})(1 - \sqrt{R_1 R_2})}, \quad I = \frac{1}{L_2} \int_0^{L_2} J dy \quad (3.3)$$

这里 g 是对 y 取平均的增益系数, (3.1) 即是气流激光振荡的阈值条件, 一般来说 R_i 因而 g 随 x 而变化.

下面求速率方程组的解, 把 (2.1) 对 y 取积分平均, 并作如下数学变换

$$\xi = \frac{x}{u}, \quad \zeta = t - \frac{x}{u} \quad (3.4)$$

(2.1) 转换为:

$$\left. \begin{aligned} \frac{\partial^2 n_b}{\partial \xi^2} + (K_{32} + S_1 K_{23} + S_2 K_{10}) \frac{\partial n_b}{\partial \xi} + S_2 K_{32} K_{10} n_b \\ = K_{32} \sum_{i=1}^3 w_i + \frac{\partial(w_1 + w_2)}{\partial \xi} + S_0 \left[(K_{10} - K_{23}) \frac{\partial g}{\partial \xi} + K_{32} K_{10} g \right] \\ \frac{\partial^2 n_2}{\partial \xi^2} + (K_{32} + S_1 K_{23} + S_2 K_{10}) \frac{\partial n_2}{\partial \xi} + S_2 K_{32} K_{10} n_2 \\ = S_1 K_{23} \sum_{i=1}^3 w_i + S_2 K_{10} w_3 + \frac{\partial w_3}{\partial \xi} + S_0 K_{23} \left(\frac{\partial g}{\partial \xi} + K_{10} g \right) \end{aligned} \right\} \quad (3.5)$$

其中

$$n_b = n_1 + n_2, \quad n_2 = S_1 n_b + S_0 g, \quad n_1 = S_2 n_b - S_0 g \quad (3.6)$$

$$S_0 = \frac{c}{B'_{21} f_2 + B'_{12} f_1}, \quad S_2 = \frac{B'_{21} f_2}{B'_{21} f_2 + B'_{12} f_1}, \quad S_1 + S_2 = 1 \quad (3.7)$$

$$n_i = \frac{1}{L_2} \int_0^{L_2} N_i dy$$

我们令 $g = g(\zeta) e^{\delta \xi}$, 求出 (3.5) 的解为

$$\left. \begin{aligned} n_b = n_{b_p} + S_0 g n_{b_g} + \sum_{i=1}^2 \frac{e^{-\lambda_i \xi}}{\lambda_j - \lambda_i} \{ (w_1 + w_2 - \lambda_j n_{b_p}) + K_{32} n_3^0(\zeta) \\ + (\lambda_j - S_1 K_{23} - S_2 K_{10}) n_b^0(\zeta) + S_0 g [(K_{10} - K_{23}) - (\lambda_j + \delta) n_{b_g}] e^{-\delta \xi} \} \\ n_3 = n_{3_p} + S_0 g n_{3_g} + \sum_{i=1}^2 \frac{e^{-\lambda_i \xi}}{\lambda_j - \lambda_i} \{ (w_3 - \lambda_j n_{3_p}) + (\lambda_j - K_{32}) n_3^0(\zeta) \\ + S_1 K_{23} n_b^0(\zeta) + S_0 g [K_{23} - (\lambda_i + \delta) n_{3_g}] e^{-\delta \xi} \} \end{aligned} \right\} \quad (3.8)$$

其中右上标零表示相应量在 $\xi = 0$ (即 $x = 0$) 处的分布, δ 为常数, w_i 为常数.

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} [(K_{32} + S_1 K_{23} + S_2 K_{10}) \pm \sqrt{(K_{32} + S_1 K_{23} + S_2 K_{10})^2 - 4S_2 K_{32} K_{10}}]$$

$$n_{bg} = \frac{(K_{10} - K_{23})\delta + K_{32}K_{10}}{\delta^2 + (K_{32} + S_1K_{23} + S_2K_{10})\delta + S_2K_{32}K_{10}}$$

$$n_{3g} = \frac{K_{23}(K_{10} + \delta)}{\delta^2 + (K_{32} + S_1K_{23} + S_2K_{10})\delta + S_2K_{32}K_{10}}$$

$$n_{bp} = \begin{cases} \frac{1}{S_2K_{10}} \sum_{i=1}^3 w_i & 0 \leq \xi \leq \xi_2 = \frac{x_i}{u} > 0 \\ 0 & \xi > \xi_2 \end{cases}$$

$$n_{3p} = \begin{cases} \frac{S_2K_{10}w_1 + S_1K_{23} \sum_{i=1}^3 w_i}{S_2K_{32}K_{10}} & 0 \leq \xi \leq \xi_2 \\ 0 & \xi > \xi_2 \end{cases}$$

(3.8) 是 $\lambda_1 \neq \lambda_2$ 的解. $\lambda_1 = \lambda_2$ 的解可同样求出, 这里不再讨论. 关于 $x = 0$ 的初始分布说明如下: ① 初始分布由 (2.2) 的无辐射 $J = 0$ 的解给出, 无辐射解这里不再写出. 光腔上游连续泵浦时 $n_i^0(\zeta)|_{\zeta=0} = n_i^0(x)|_{x=0} = \text{常数}$, 脉冲泵浦时 $n_i^0(x)|_{x=0}$ 随 t 而变化. ② 无辐射解一般不满足 (3.1) 式, 不过由于 $\frac{2L_2}{c(1-R_1R_2)} \ll K_{30}^{-1}, K_{10}^{-1}, \frac{n_0}{w_i}$, 故在 $\frac{2L_2}{c(1-R_1R_2)}$ 的时间范围内, 碰撞的非弹性交换还来不及, 且 $\frac{2L_2 u}{c(1-R_1R_2)} \ll L_2$, 故 $\xi = 0$ 时

$$n_i^0 = n_i^0(\zeta) + n_i^0(x), \quad n_3^0 = n_3^0(\zeta) \quad (3.9)$$

其中 $n_i^0(x) = n_i^0(x)|_{x=0}$ ($i = 1, 2, 3$) 由无辐射解得到. ③ 通常 $K_{32}, K_{10} \gg K_{21}, \frac{u}{L_1}$, 故 $K_{32}n_3^0(\zeta) = K_{23}n_2^0(\zeta)$.

由 (2.2) 式和 (3.6) 式又可求得 gI :

$$\frac{gI}{h\nu} = S_2w_2 - S_1w_1 + S_2K_{32}n_3 - S_1f n_b - S_0g(\delta + K_{21} + S_2K_{23} + S_1K_{10})$$

$$= \frac{2}{\pi\Delta\nu_N} \frac{K_0I_s}{h\nu} \exp\left\{-\left[\frac{2(v' - v_0)\sqrt{\ln 2}}{\Delta\nu_D}\right]^2\right\}$$

$$- \left(1 + \left[\frac{2(v' - v)}{\Delta\nu_N}\right]^2\right) \frac{gI_s}{h\nu} \quad (3.10)$$

其中

$$f = K_{21} + S_2K_{23} - S_2K_{10} \quad (3.10)_1$$

$$\frac{2}{\pi\Delta\nu_N} \frac{K_0I_s}{h\nu} = \left(w_{20} + w_{30} - \frac{S_1K_{21}}{S_2K_{10}} \sum_{i=1}^3 w_{i0}\right) + \sum_{i=1 \substack{(j \neq i) \\ j=1,2}}^2 \frac{e^{-\lambda_j \xi}}{\lambda_j - \lambda_i} \{S_2K_{32}(w_{30} - \lambda_j n_{3p})$$

$$- S_1f(w_{10} + w_{20} - \lambda_j n_{bp}) + [S_2K_{32}(\lambda_j - K_{32}) - S_1fK_{32}]n_{30}^0(\zeta)$$

$$+ [S_1S_2K_{23}K_{32} - S_1f(\lambda_j - S_1K_{23} - S_2K_{10})]n_{b0}^0(\zeta)\}$$

$$\frac{I_s}{h\nu} = \frac{\pi\Delta\nu_N}{2} \frac{cS_2}{B_{21}f_2} \left\{ (K_{21} + S_2K_{23} + S_1K_{10} + \delta - S_2K_{32}n_{3g} + S_1f n_{bg}) \right.$$

$$\left. - \sum_{i=1 \substack{(j \neq i) \\ j=1,2}}^2 \frac{e^{-(\lambda_i + \delta)\xi}}{\lambda_j - \lambda_i} (S_2K_{32}[K_{23} - (\lambda_j + \delta)n_{3g}] - S_1f[(K_{10} - K_{23}) \right.$$

$$- (\lambda_j + \delta) n_{bg} l \} \}$$

导出 (3.10) 时已假定平动处于准平衡, 局部麦克斯威速度分布成立, 即

$$w_i = w_{i0} \exp \left\{ - \left[\frac{2(\nu' - \nu_0) \sqrt{\ln 2}}{\Delta \nu_D} \right]^2 \right\},$$

$$n_i = n_{i0} \exp \left\{ - \left[\frac{2(\nu' - \nu_0) \sqrt{\ln 2}}{\Delta \nu_D} \right]^2 \right\}$$

ν_0 为多普勒型线中心频率, $\Delta \nu_D$ 是多普勒型线半峰值处全宽度。

四、增益、强度和功率

利用 (3.10), 对光频与多普勒中心频率一致即 $\nu = \nu_0$ 的情况, 求得

$$g = \frac{K_0}{\pi} \int_{-1}^{\infty} \frac{\exp(-z^2 \eta^2)}{1 + z^2 + I/I_s} dz = \frac{K_0 \exp \left[\eta^2 \left(1 + \frac{I}{I_s} \right) \right]}{\sqrt{1 + I/I_s}} \left\{ 1 - \operatorname{erf} \left(\eta \sqrt{1 + \frac{I}{I_s}} \right) \right\} \quad (4.1)$$

其中 $\eta = \frac{\Delta \nu_N}{\Delta \nu_D} \sqrt{\ln 2}$, $z = \frac{2(\nu' - \nu_0)}{\Delta \nu_N}$, erf 为几率积分。非均匀加宽为主时, 即 $\eta \rightarrow 0$,

(4.1) 化为

$$g = \frac{K_0(\xi, \zeta)}{\sqrt{1 + I/I_s(\xi)}} \quad (4.2)$$

均匀加宽为主时, 即 $\eta \rightarrow \infty$, (4.1) 化为

$$g = \frac{g_0(\xi, \zeta)}{1 + I/I_s(\xi)}, \quad g_0 = \frac{K_0}{\eta \sqrt{\pi}} \quad (4.3)$$

I_s 定义为局部饱和强度, K_0 和 g_0 分别为非均匀和均匀加宽非饱和增益系数。以上公式在增益等于损耗时适用, 它们与非流动气体激光的熟知理论^[6]形式一致。当 $\lambda \xi \gg 1$ 时,

$$I_s \rightarrow \bar{I}_s = \frac{\pi \Delta \nu_N \operatorname{ch} \nu S_2 K_{21} K_{32} K_{10} + \delta [K_{21} K_{32} + (K_{32} + K_{23} + K_{21}) K_{10}]}{2 B_{21} f_2 S_2 K_{32} K_{10} + (K_{32} + S_1 K_{23} + S_2 K_{10}) \delta} \quad (4.4)$$

$$K_0 I_s \rightarrow \bar{K}_0 \bar{I}_s = \frac{\pi \Delta \nu_N \hbar \nu}{2} \left(w_{20} + w_{30} - \frac{S_1 K_{21}}{S_2 K_{10}} \sum_{i=0}^3 w_{i0} \right)$$

(4.4) 中略去了 δ^2 为高阶项。由 (4.1) — (4.3) 容易求得光腔内的辐射强度。透射辐射强度 J_s 为

$$J_s = J_0^- t_1 + J_{L_1}^+ t_2 = \frac{g I L_2 (t_1 \sqrt{R_2} + t_2 \sqrt{R_1})}{(\sqrt{R_1} + \sqrt{R_2})(1 - \sqrt{R_1 R_2})} \quad (4.5)$$

把 J_s 对 x 和 z 积分得到功率, 对一端输出另一端为无损耗全反射镜即 $R_2 = 1$ 的情况得到:

$$P = \frac{V}{L_1(\zeta - \zeta_0)} \int_{\zeta_0}^{\zeta} \int_0^{\xi_c} \frac{t_1 u}{a_1 + t_1} \frac{K_0 I \exp \left[\eta^2 \left(1 + \frac{I}{I_s} \right) \right]}{\sqrt{1 + I/I_s}} \left[1 - \operatorname{erf} \left(\eta \sqrt{1 + \frac{I}{I_s}} \right) \right] d\xi d\zeta \Big|_{\xi=0} \quad (4.6)$$

其中 $V = L_1 L_2 L_3$ 为光腔体积, 对 $\eta \gg 1$ 的情况 (4.6) 化为

$$P = \frac{uVt_1}{L_1(\zeta - \zeta_0)(a_1 + t_1)} \left\{ \int_{\zeta_0}^{\zeta} \int_0^{\xi_c} g_0 I_s d\xi d\zeta \Big|_{\xi=0} + \frac{\ln R_1^0}{L_2} \int_{\zeta_0}^{\zeta} \int_0^{\xi_c} I_s e^{\delta\xi} d\xi d\zeta \Big|_{\xi=0} \right\}$$

$$= \frac{t_1 V I_s^*}{L_2(a_1 + t_1)} (g_0^* L_2 + \ln R_1^0) \quad (4.7)$$

其中

$$I_s^* = \frac{u}{L_1(\zeta - \zeta_0)} \int_{\zeta_0}^{\zeta} \int_0^{\xi_c} I_s e^{\delta\xi} d\xi d\zeta \Big|_{\xi=0},$$

$$g_0^* L_2 = \frac{L_2 \int_{\zeta_0}^{\zeta} \int_0^{\xi_c} g_0 I_s d\xi d\zeta \Big|_{\xi=0}}{\int_{\zeta_0}^{\zeta} \int_0^{\xi_c} I_s e^{\delta\xi} d\xi d\zeta \Big|_{\xi=0}} \quad (4.8)$$

I_s^* 和 g_0^* 可看作是平均饱和强度和平均非饱和增益系数, 它们是对空间及时间取平均. (4.7) 与非流动气体激光的 Rigrod 公式^[6]形式一致. 把 (3.10) 代入 (4.8) 式, 可求得 I_s^* 与 g_0^* ,

$$I_s^* = \frac{\pi \Delta \nu_N}{2} \frac{ch \nu u S_2}{B_{21} f_2 L_1} \left\{ (K_{21} + S_2 K_{23} + S_1 K_{10} + \delta - S_2 K_{32} n_{3g} + S_{1f} n_{bg}) \frac{e^{\delta L_1/u} - 1}{\delta} \right.$$

$$- \sum_{\substack{i=1 \\ j=1,2}}^2 \frac{1 - e^{-\lambda_j L_1/u}}{\lambda_i (\lambda_j - \lambda_i)} (S_2 K_{32} [K_{32} - (\lambda_j + \delta) n_{3g}])$$

$$\left. - S_{1f} [(K_{10} - K_{23}) - (\lambda_j + \delta) n_{bg}] \right\} \quad (4.9)$$

g_0^* 的表达式从略. 功率输出最大的最佳输出耦合 t_1^* 根据关系 $\frac{\partial P}{\partial t_1} = 0$ 求出, 对 $\delta = 0$ 的情况求得

$$\frac{t_1^*}{a_1} = \frac{1 - a_1 - t_1^*}{a_1 + t_1^*} [g_0^* L_2 + \ln(1 - a_1 - t_1^*)] \quad (4.10)$$

由式 (4.7) 和 (4.10) 求出最大功率输出 P^* 为:

$$P^* = \frac{V I_s^* (t_1^*)^2}{L_2 a_1 (1 - a_1 - t_1)} = \frac{(t_1^*)^2}{a_1 (1 - a_1 - t_1)} \frac{uV}{L_1 L_2 (\zeta - \zeta_0)} \int_{\zeta_0}^{\zeta} \int_0^{\xi_c} I_s d\xi d\zeta \Big|_{\xi=0} \quad (4.11)$$

上式与 Rigrod 公式^[6]形式一致. 对 $\eta \ll 1$ 的非均匀加宽情况, 同样能够做出公式化的讨论.

五、参量分析

I_s 与压力平方 p^2 成正比, 与泵浦率及光腔入口的气体激励度无关. 由 (3.10) 可知, I_s 随 $\frac{x}{u}$ 单调下降, 由 $x = 0$ 的最大值 $I_{s, \max}$ 趋向 \bar{I}_s (见式 (4.4))

$$I_{s, \max} = I_s |_{x=0} = (K_{21} + S_2 K_{23} + S_1 K_{10} + \delta) \frac{ch \nu S_2}{B_{21} f_2} \frac{\pi \Delta \nu_N}{2} \quad (5.1)$$

提高流速 (其它参量固定), $I_{s, \max}$ 不变但 I_s 和 \bar{I}_s 将明显增大 (参见算例). 反射率 $R_1 =$

$(R_1)^{\delta \epsilon}$ 的变化对 I_s 影响很大, δ 的合理范围推得为:

$$|\delta| < \min(\lambda_1, \lambda_2) \text{ 即 } |\delta| = O(K_{21}) \quad (5.2)$$

由式(4.4)可知, $\delta \approx -\frac{K_{21}K_{32}}{K_{32} + K_{23}}$, $\bar{I}_s \approx 0$, 这是因为 $\delta < 0$ 时 R_1 随 $\frac{x}{u}$ 单调增大, τ_1 单调减小, 当 τ_1 降到零时, 光发射被迫终止; $\delta > 0$ 时 $\bar{I}_s|_{\delta>0} > (\text{或} \gg) \bar{I}_s|_{\delta=0}$.

在气流激光中, I_s 还有 K_0 、 g_0 等参量与镜面条件有关, 仅当 $u = 0$ 、 $\delta = 0$ 时这些参量才具有非流动稳态气体激光中相应参量的物理含义. 说明了气流激光的非稳态本质. I_s^* 的参量依赖与 I_s 相同.

若泵浦率 w_i 与 p 成正比, 则非饱和增益系数 K_0 与 p 无关, g_0 与 p 成反比. K_0 和 g_0 与 w_i 和光腔入口处的气体激励度成正比. 由(3.10)和(4.4)可知, 光腔上游泵浦时, $\delta \gg 0$, g_0 单调下降; $\delta < 0$, g_0 单调上升. 光腔内泵浦时, 由(4.4)求得:

$$\bar{K}_0 = \left(w_{20} + w_{30} - \frac{S_1 K_{21}}{S_2 K_{10}} \sum_{i=1}^3 w_{i0} \right) \cdot \frac{B_{21} f_2 [S_2 K_{32} K_{10} + (K_{32} + S_1 K_{23} + S_2 K_{10}) \delta]}{c S_2 \{ K_{21} K_{32} K_{10} + [K_{21} K_{32} + (K_{32} + K_{23} + K_{21}) K_{10}] \delta \}} \quad (5.3)$$

故泵浦条件相同时, $\bar{K}_0|_{\delta>0} < (\text{或} \ll) \bar{K}_0|_{\delta=0}$.

功率 P 与 p 、 u 、泵浦速率和光腔入口处的气体激励度成正比. 当反射率不变 $\delta = 0$ 时, 最大功率输出 P^* 与 p^2 及镜面积成正比.

六、算 例

对 $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He}$ 气体混合物, 计算使用的速率常数见表^[8]

T = 300K 的速率常数				
N_{He}/N	K_{10}/p (托 ⁻¹ 秒 ⁻¹)	K_{21}/p (托 ⁻¹ 秒 ⁻¹)	K_{23}/p (托 ⁻¹ 秒 ⁻¹)	K_{32}/K_{23}
0	8.8×10^2	1.23×10^2	1.67×10^4	$N_{\text{CO}_2}/N_{\text{N}_2}$
0.3	1.2×10^3	1.03×10^2	1.16×10^4	
0.5	1.9×10^3	9.6×10^1	8.30×10^3	

由文[8]的资料导出

$$\frac{S_2}{S_0} = \frac{\lambda_0^3 \theta_r}{4\pi \tau_{21} \nu_c} \frac{2(2l+1)}{T} \cdot \exp \left[-l(l+1) \frac{\theta_r}{T} \right] \approx \frac{718}{NT} \text{ (厘米}^2\text{)}$$

S_1/S_2 同样是气温和激励度的函数, 当 $T =$

300K 且激励度不高时 $\frac{S_1}{S_2} \approx 0.04$.

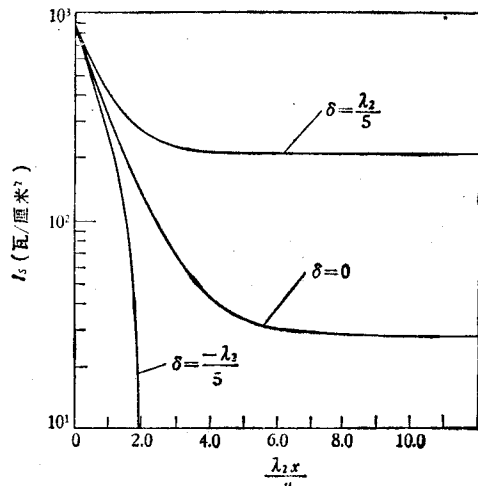


图 3 I_s 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 的变化

$T = 300\text{K}$, $p = 30$ 托, $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He} = 1/4/5$

I_s 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ ($\lambda_2 < \lambda_1$) 的变化见图 3, I_s 约在 $10^3 - 10^1$ 瓦/厘米² 的范围, 与试验结果^[9]

致, I_s 的计算曲线证实了上节的解析分析结论, $\delta = \frac{\lambda_2}{5}$ 时 I_s 比 $I_s|_{\delta=0}$ 增大约十倍.

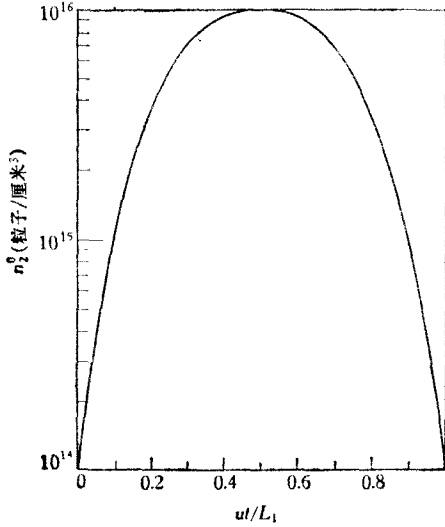


图 4.1 光腔入口 n_2^0 随 $\frac{ut}{L_1}$ 的变化

$T = 300\text{K}$, $p = 30$ 托, $\delta = 0$, $g_{x=0} = 2 \times 10^{-3}$ 厘米⁻¹, $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He} = 1/4/5$

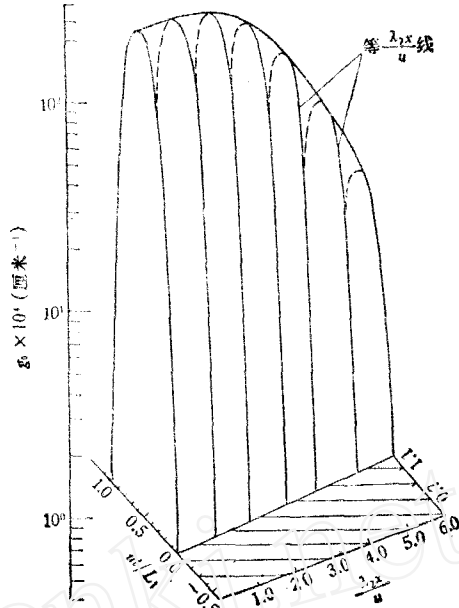


图 4 g_0 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 和 $\frac{ut}{L_1}$ 的变化

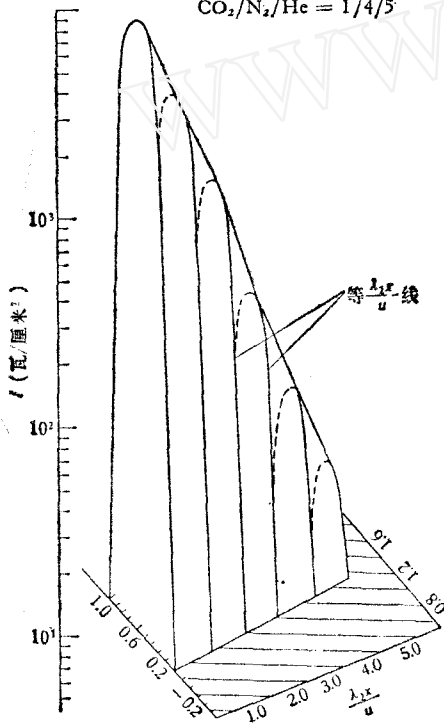


图 5 I 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 和 $\frac{ut}{L_1}$ 的变化

g_0 和 I 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 和 $\frac{ut}{L_1}$ 的变化见图 4 和图 5. 光腔上游泵浦脉冲的时间变化用 n_2^0 随 $\frac{ut}{L_1}$ 的变化来表示. g_0 和 I 好像是向右行进的“波”, 直线 $\frac{tu}{L_1} - b \frac{\lambda_2 x}{u} = 0$ 和 1 为“波”的前阵面和后阵面, 这里 $b = \frac{u}{\lambda_2 L_1}$. 由图 4 和图 5 可知, 沿直线 $\frac{tu}{L_1} - b \frac{\lambda_2 x}{u} = H = \text{常数}$, $0 < H < 1$, g_0 的变化比 I 的变化慢.

光腔上游连续泵浦, $R_1 = \text{常数}$ 时 g_0^* 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 单调缓慢下降, $\frac{\lambda_2 x}{u} = 10$, g_0^* 约为 0.8; $\delta = \frac{\lambda_2}{5}$ 时 g_0^* 单调下降且较显著, $\frac{\lambda_2 x}{u} = 10$ g_0^* 约为 0.1; $\delta = -\frac{\lambda_2}{5}$ 时 g_0^* 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 上升 I^* 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 下降. 注意 g_0^* 和 I^* 均无明显的物理意义. 由图 4 和图 6 可知, R 为常数时不管光

腔上游为连续还是脉冲泵浦, g_0 和 g_0^* 随 $\frac{x}{u}$ 的变化都较缓慢, 这为文 [5, 7] 选择某一平

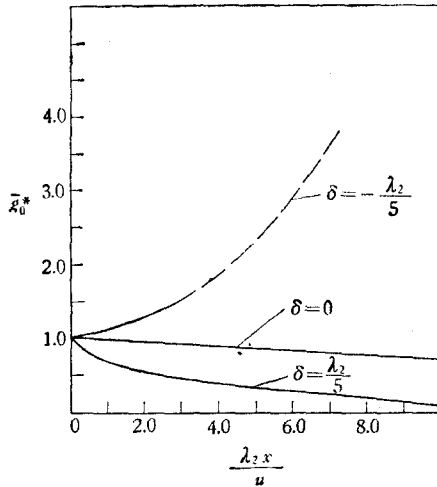


图 6 归一化平均非饱和增益 \bar{g}_0^* 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 的变化
 $T = 300\text{K}$, $p = 30$ 托, $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He} = 1/4/5$

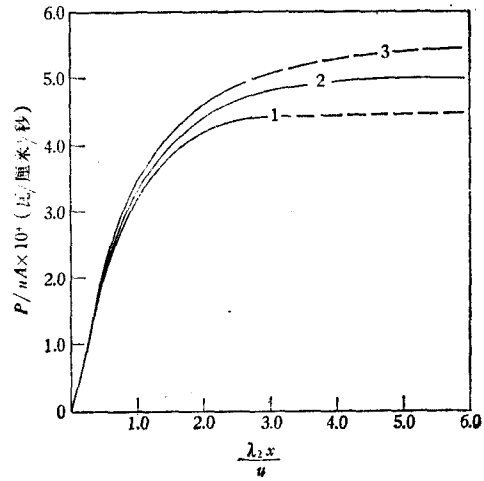


图 7 气动激光功率输出 $\frac{P}{uA}$ 随 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 的变化
 $1. \delta = \frac{\lambda_2}{5}, 2. \delta = 0, 3. \delta = -\frac{\lambda_2}{5}, T = 300\text{K},$
 $p = 30$ 托, $\text{CO}_2/\text{N}_2/\text{He} = 1/4/5, \frac{t_1}{a_1 + t_1} = 0.7,$
 $g_{x=0} = 2 \times 10^{-3} \text{厘米}^{-1}, n_2^0 = 10^{16} \text{粒子/厘米}^3$

均增益系数,并用非流动公式计算气流激光功率的建议提供了理论根据。

气动激光功率计算与文 [1] 计算曲线相符,见图 7。 $\frac{\lambda_2 x}{u}$ 的数值表示有效振动能被提取的程度。对图 7 的计算参数,当 $\frac{\lambda_2 x}{u} \approx 5$ 时有效振动能被取完。

参 考 文 献

- [1] Cool, T. A., *J. Appl. Phys.*, 40, 9(1969), 3563.
- [2] Пименов, В. П., и др., *Кван. элек.*, 4, 2 (1977), 355.
- [3] Goela, J. S., et al., *AIAA J.*, 13, 12(1975), 1629.
- [4] Davis, J. W., et al., *AIAA Paper*, No. 72-722.
- [5] Lee, G., et al., *AIAA J.*, 10, 1(1972), 65.
- [6] Maitland, A., et al., *Laser Physics*, 1969.
- [7] 高智, *物理学报*, 27, 4 (1978), 340.
- [8] Hoffman, A. I., et al., *IEEE J.*, QE-8 (1972), 46.
- [9] Cheo, P. K., *Lasers*, 3, Chap. 2, New York, Dekker 1966.

AN ANALYTICAL MODEL FOR PREDICTING GAIN, INTENSITY AND OUTPUT POWER OF FAST-SPEED-FLOWING GAS LASERS

Gao Zhi Zhao Shu-tao

(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

Abstract

By phenomenological expression of the thermal motion of gas particles based on the rate equations, we have deduced the analytical expressions for predicting gain, intensity and output power of gas flowing lasers, which are in agreement with the results given in the articles^[1,2] for the homogeneous broadening limit. The present expressions may be reduced to the well-known formulae of non-flowing gas lasers if flow velocity vanished.

We have deduced the dependence of the gain, intensity and output power on basic parameters, such as cavity pressure, reflectivity and time-dependent pump in upstream of the cavity. For some situations, the quantitative results of CO₂ gas dynamic laser are presented.

WWW.CNKI.NET