

# HF 化学激光放大器的交叉弛豫动力学研究<sup>\*</sup>

范安辅<sup>\*\*</sup> 高智 周昕

( 四川大学光电科学技术系,成都 610064; 中国科学院力学研究所,北京 100080)

**摘要** 在低气压超声速  $cw$  HF 化学激光放大器中,假设平动和转动非平衡交叉弛豫同时起作用. 对于气流介质的层流和湍流扩散混合两类流动模型,分别导出了饱和增益谱的表示式,并进行了数值计算. 计算结果表明,湍流扩散混合模型与实验结果符合得更好.

**关键词** 化学激光器 平动和转动非平衡 层流和湍流混合 饱和增益谱

早年,人们曾发现低气压  $CO_2$  分子激光的饱和增益与频率有关的线形呈现非均匀加宽和均匀加宽并存的现象<sup>[1]</sup>. 尔后又从实验上研究了 Doppler 加宽  $CO_2$  激光器 ( $CO_2-N_2-He = 0.1-0.1-0.8, 10 \times 133.332 Pa$ ) 的交叉弛豫效应<sup>[2]</sup>. 连续波 HF 化学激光器的工作气压一般在  $1-10 \times 133.332 Pa$  范围,在这个压力水平下,增益介质应该是非均匀加宽的,但实验结果并非如此<sup>[3]</sup>. 早期,人们用激光介质处于平动平衡和转动平衡的模型<sup>[4]</sup>研究了激光器的输出功率. 后来人们又提出了转动非平衡模型<sup>[5]</sup>或平动非平衡模型<sup>[6]</sup>,并研究了连续波化学激光器的源流(source flow)效应<sup>[7,8]</sup>. 这些研究对连续波化学激光器的某些性能给出了合理的解释. Stepanov 等人<sup>[9]</sup>用平动和转动非平衡模型研究了几种特殊激光系统(放电  $CO_2$  激光器,脉冲和连续波 HF 化学激光器)的均匀加宽和非均匀加宽的饱和强度. Mirels<sup>[10]</sup>拟用平动和转动非平衡模型研究连续波 HF 化学激光放大器的饱和增益谱和激光振荡器的饱和性能,但是,该文的计算和结论实际上是在假定转动平衡和平动非平衡条件下得到的. 文献[11]和[12]用“对流-非平衡交叉弛豫”模型对气流介质的层流和湍流混合两类流动情形的增益饱和和增益谱的特性进行了研究. 在超声速  $cw$  HF 化学激光器的实际操作条件下<sup>[3]</sup>,考虑到平动非平衡和转动非平衡同时起作用的一般情况,尚未见到文献报道.

本文进一步发展和完善了 Doppler 加宽的低气压连续波化学激光的增益饱和理论,考虑了平动非平衡和转动非平衡的交叉弛豫效应,并分别对层流和湍流扩散混合两种可能的流动模型,导出了饱和增益谱的普遍关系,并严格地进行了数值计算和作图,将计算结果与实验进行了比较,本理论与实验相符合.

1997-11-18 收稿,1998-03-28 收修改稿

<sup>\*</sup>国家自然科学基金(批准号:19474036)和中国科学院力学研究所高温气体动力学开放实验室资助项目

<sup>\*\*</sup>中国高等科学技术中心(世界实验室),北京 100080

# 1 实验安排

本文理论的算例是计算文献[3]的实验测量结果. 为清楚起见, 文献[3]的实验安排简述如下. 超声速扩散连续波 HF 激光放大器的示意图如图 1 所示. 实验条件如下:  $H_2$  和  $F$  从超声喷嘴扩散生成 HF 并导致 HF 的振动激发. 超声喷嘴共 36 个. 生成的激活介质 HF 片在垂直于流动方向(图中  $x$  方向)的宽度和高度分别为 18cm 和 2.5cm. 压力为  $6 \times 133.332 \text{ Pa}$ . 这个放大器由两束连续波 HF 激光照明, 这两束激光均垂直于 HF 的流动方向且共轴, 以使得两束激光与激活介质同样的分子群发生作用. 两束激光中, 一束为高功率激光, 功率密度达  $80 \text{ W/cm}^2$ , 以便能使 HF 介质饱和; 另一束为低功率的探测光, 在喷嘴下游 0.4cm 处垂直于 HF 的流动方向入射, 并对频率扫描, 以测定激光跃迁的增益线形与频率的关系. 测定 HF 激光跃迁选定  $P_2(8)$  支. 为了将低功率激光增益信号与高功率饱和激光信号区分开, 探测激光与饱和激光是彼此正交偏振的, 整个实验装置复杂精密, 其详细情况见文献[3].

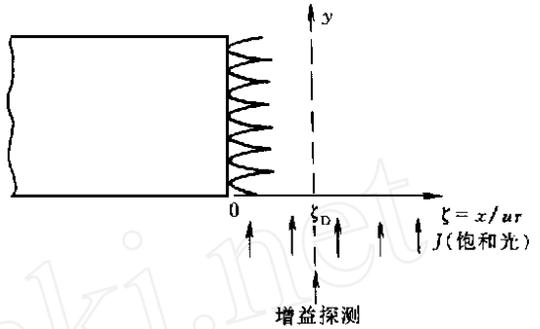


图 1 超声速 cw HF 激光放大器示意图

# 2 理论模型

用下标 1 和 2 分别标记激光跃迁的激活介质的下能级和上能级.  $\nu$  和  $\omega$  分别是激光频率和单位时间通过单位面积的频率为  $\nu$  的光子数目. 设激光沿垂直于介质流动方向 ( $x$  方向) 的  $y$  方向入射, 热速度为  $v_y$  的粒子的 Doppler 移动后的频率为  $\omega'$ , 应为

$$\omega' = \omega \left( 1 + \frac{v_y}{c} \right), \tag{1}$$

这里  $\omega_0$  是介质谱线的中心频率.  $n_\nu(J, \nu)$  表示振动能级为  $\nu$ , 转动能级为  $J$ , Doppler 频率为  $\nu$  的粒子数密度. Doppler 频率为  $\nu$  的粒子发射中心频率为  $\omega_0$ , 均匀线宽为  $\Delta\nu_D$  的均匀加宽谱线, 其跃迁截面  $\sigma(\nu, \omega')$  为

$$\sigma(\nu, \omega') = \sigma_0 L(\nu, \omega'), \tag{2}$$

式中

$$L(\nu, \omega') = \frac{(\Delta\nu_D/2)^2}{(\nu - \omega')^2 + (\Delta\nu_D/2)^2}, \tag{3}$$

对于平动平衡情形, 具有 Maxwell 热速度分布的粒子, 其介质归一化 Doppler 线形函数为

$$g(\nu, \omega') = \frac{n_\nu(J, \omega')}{n_\nu(J)} = \frac{1}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{4 \ln 2}{\pi}} \exp \left[ -4 \ln 2 \left( \frac{\nu - \omega'}{\Delta\nu_D} \right)^2 \right], \tag{4}$$

式中  $\Delta\nu_D$  是 Doppler 线宽. 对于转动平衡情形, 如果忽略振动能级对转动能量温度  $T_R$  的影响, 则转动能级  $J$  的粒子数分布函数为

$$f(J) = \frac{n_\nu(J)}{n_\nu} = \frac{g(J) \exp(-E_J/kT)}{\sum_J g(J) \exp(-E_J/kT)}, \tag{5}$$

式中  $E_J = (2J + 1) k T_R$  是转动能量, 对于 HF,  $T_R = 30.16$  K.  $g(J) = 2J + 1$  是转动能级的简并度,

$$n_v(J) = \int_0^{\infty} n_v(J, \omega) d\omega, \quad n_v = \sum_J n_v(J). \quad (6)$$

我们考察  $P$  支激光跃迁:

$$v + 1, \quad J - 1 \rightarrow v, \quad J, \quad (7)$$

$P_2(8)$  支是指  $v + 1 = 2, J = 8$ . 假设化学反应只产生激光上能级粒子, 且这些粒子是处于平动平衡和转动平衡; 一般来说, 这种化学抽运是与介质扩散距离有关的. 假设在介质扩散过程中, 介质粒子既处于平动非平衡, 又处于转动非平衡, 并存在平动交叉弛豫和转动交叉弛豫效应, 这些效应均引起激光能级上粒子数的变化, 且粒子数的变化分别与能级上粒子对平动平衡及转动平衡的偏离成比例. 于是, 以速度  $u$  沿  $x$  方向超声速扩散的激活介质与激光相互作用的主方程为

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_2(J_2, \omega)}{\partial t} + u \frac{\partial n_2(J_2, \omega)}{\partial x} = n_p(x) \tau_p^{-1} g(\omega, 0) f(J_2) - \tau_c^{-1} n_2(J_2, \omega) + \\ \tau_t^{-1} [g(\omega, 0) n_2(J_2) - n_2(J_2, \omega)] + \tau_r^{-1} [f(J_2) g(\omega, 0) n_2 - n_2(J_2, \omega)] - \\ {}_0L(\omega, \omega) [n_2(J_2, \omega) - n_1(J_1, \omega)], \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial n_1(J_1, \omega)}{\partial t} + u \frac{\partial n_1(J_1, \omega)}{\partial x} = \tau_c^{-1} n_2(J_2, \omega) + \tau_t^{-1} [g(\omega, 0) n_1(J_1) - n_1(J_1, \omega)] + \\ \tau_r^{-1} [f(J_1) g(\omega, 0) n_1(J_1) - n_1(J_1, \omega)] + \\ {}_0L(\omega, \omega) [n_2(J_2, \omega) - n_1(J_1, \omega)], \end{aligned} \quad (9)$$

(8) 式中右边各项分别表示激光上能级的化学反应抽运, 碰撞消激发, 平动非平衡交叉弛豫, 转动非平衡交叉弛豫和受激发射与吸收.  $n_p(x) \tau_p^{-1}$  是化学反应抽运率,  $\tau_p$  为抽运时间,  $\tau_c^{-1}$  是激光上能级碰撞消激发速率,  $\tau_t^{-1}$  和  $\tau_r^{-1}$  分别是平动非平衡交叉弛豫速率和转动非平衡交叉弛豫速率,  $\omega = g(J_2)/g(J_1)$ . (9) 式中右边各项是表示激光下能级的, 其意义与 (8) 式相同.

引入下列无量纲参量:

$$\omega = x/u, \quad R_t = \tau_p^{-1} \tau_c^{-1}, \quad R_r = \tau_p^{-1} \tau_r^{-1}, \quad R_p = \tau_p^{-1} n_p, \quad (10)$$

$R_p, R_t$  和  $R_r$  分别是抽运强度, 平动交叉弛豫强度和转动交叉弛豫强度.  $\omega$  为无量纲扩散流动距离. 在稳态情形, 方程 (8) 和 (9) 可化为

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \omega} n(J_1, J_2, \omega) = n_p(\omega) R_p g(\omega, 0) f(J_2) - n(J_1, J_2, \omega) - (J_1, J_2, \omega) + \\ R_t g(\omega, 0) n(J_1, J_2) - R_t n(J_1, J_2, \omega) + \\ R_r g(\omega, 0) [f(J_2) n_2 - f(J_1) n_1] - R_r n(J_1, J_2, \omega) - \\ R_t I L(\omega, \omega) n(J_1, J_2, \omega), \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial \omega} N(J_1, J_2, \omega) = n_p(\omega) R_p g(\omega, 0) f(J_2) + R_t g(\omega, 0) N(J_1, J_2) - \\ R_t N(J_1, J_2, \omega) + R_r g(\omega, 0) [f(J_2) n_2 + f(J_1) n_1] - \\ R_r N(J_1, J_2, \omega), \end{aligned} \quad (12)$$

式中

$$n(J_1, J_2, \nu) = n_2(J_2, \nu) - n_1(J_1, \nu), \quad n(J_1, J_2) = \int_0^{\infty} n(J_1, J_2, \nu) d\nu, \quad (13a)$$

$$N(J_1, J_2, \nu) = n_2(J_2, \nu) + n_1(J_1, \nu), \quad N(J_1, J_2) = \int_0^{\infty} N(J_1, J_2, \nu) d\nu,$$

$$N = \sum_{J_i} N(J_1, J_2); \quad (13b)$$

$$I = (1 + \epsilon) \int_0^{\infty} I(\nu) d\nu = J/J_s, \quad J = \int_0^{\infty} I(\nu) h(\nu) d\nu, \quad J_s = h \int_0^{\infty} (1 + \epsilon) \int_0^{\infty} I(\nu) d\nu, \quad (13c)$$

$J_s$  是由于饱和效应引起增益线形发生改变的激光强度,  $I$  是无量纲光强. 将方程(11)和(12)对  $\nu$  积分, 对  $J_i$  求和, 得到

$$\frac{\partial}{\partial t} n(J_1, J_2) = n_p(\nu) R_p f(J_2) - n(J_1, J_2) - N(J_1, J_2) - R_t [f(J_2) n_2 - f(J_1) n_1] - R_r n(J_1, J_2) + R_t I \int_0^{\infty} L(\nu, \nu') n(J_1, J_2, \nu) d\nu, \quad (14)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N(J_1, J_2) = n_p(\nu) R_p f(J_2) + R_t [f(J_2) n_2 + f(J_1) n_1] - R_r N(J_1, J_2), \quad (15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} N = n_p(\nu) R_p, \quad (16)$$

HF 化学激光的工作温度  $T = 400$  K, HF 的化学反应的抽运时间约为  $\tau_p = 4 \times 10^{-7}$  s<sup>[9]</sup>, 碰撞消激发时间为  $\tau_c = 1/k_c = 7 \times 10^{-6}$  s (见附录), 抽运强度  $R_p$  的量级为 10. HF 的平动非平衡弛豫强度  $R_t$  和转动非平衡弛豫强度  $R_r$  的量级均为  $10^2$  (见第 3 节). 因此可以假设  $R_t, R_r \gg 1$ ;  $R_t, R_r \gg R_p$ , 于是从(15)和(16)式得到

$$N(J_1, J_2) = N f(J_2), \quad (17)$$

且方程(11)和(14)可以简化. 分别以  $R_t^{-1} \times$ (11),  $R_r^{-1} \times$ (14), 并略去有  $R_t^{-1}$  和  $R_r^{-1}$  的项, 得

$$\frac{n(J_1, J_2, \nu)}{n(J_1, J_2)} = \frac{g(\nu, 0)}{1 + \frac{R_r}{R_t} + I L(\nu, \nu')} \left[ 1 + \frac{R_r}{R_t} \cdot \frac{f(J_2) n_2 - f(J_1) n_1}{n(J_1, J_2)} \right], \quad (18)$$

$$\frac{f(J_2) n_2 - f(J_1) n_1}{n(J_1, J_2)} = 1 + \frac{R_t}{R_r} I \int_0^{\infty} L(\nu, \nu') \frac{n(J_1, J_2, \nu)}{n(J_1, J_2)} d\nu, \quad (19)$$

将(19)式代入(18)式, 得到关于  $n(J_1, J_2, \nu)$  的自洽方程

$$\frac{n(J_1, J_2, \nu)}{n(J_1, J_2)} = \frac{g(\nu, 0)}{1 + \frac{R_r}{R_t} + I L(\nu, \nu')} \left[ 1 + \frac{R_r}{R_t} + I \int_0^{\infty} L(\nu, \nu') \frac{n(J_1, J_2, \nu)}{n(J_1, J_2)} d\nu \right]. \quad (20)$$

为了求得方程(20)的解析解, 在(18)式中取近似

$$f(J_2) n_2 - f(J_1) n_1 = n(J_1, J_2), \quad (21)$$

并代入(20)式和(14)式, 考虑到(16)和(17)式分别得到

$$n(J_1, J_2, \nu) = \frac{g(\nu, 0)}{1 + \frac{R_r}{R_t} + I L(\nu, \nu')} n(J_1, J_2) \left[ \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) (1 + I P(\nu)) \right], \quad (22)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} n(J_1, J_2) = \left[ \frac{\partial N}{\partial t} - N \right] f(J_2) - \left[ 1 + R_t I \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) P(\cdot) \right] n(J_1, J_2), \quad (23)$$

式中

$$P(\cdot) = \int_0^{\cdot} \frac{L(\cdot, t) g(\cdot, 0)}{1 + \frac{R_r}{R_t} + I L(\cdot, t)} dt = \frac{1}{\sqrt{\cdot}} \int_0^{\cdot} \frac{e^{-t^2}}{(\cdot - t)^2 \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} + I \right)^2} dt, \quad (24)$$

其中  $\cdot$ ,  $t$  和  $\cdot$  分别为

$$\cdot = \sqrt{4 \ln 2} \frac{\cdot - 0}{d}, \quad t = \sqrt{4 \ln 2} \frac{\cdot - 0}{d}, \quad \cdot = \sqrt{\ln 2} \frac{b}{d}, \quad (25)$$

和  $\cdot$  分别为调谐参数和加宽参数。(22)式中的  $n(J_1, J_2)$  可由求解方程(23)得到。为了求解方程(23),我们需要知道参加化学反应的气体介质从超声喷嘴扩散出来后的流场性质。有实际意义的扩散流动有两类,即层流和湍流。

扩散流动模型 I: 对于层流混合情形

$$N = n_p R_p^{1/2}. \quad (26)$$

扩散流动模型 II: 对于湍流混合情形

$$N = n_p R_p. \quad (27)$$

对于层流和湍流扩散模型,方程(23)的解分别为

$$n_L(J_1, J_2) = n_p R_p f(J_2) \frac{1}{\left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S \right]^{3/2}} \cdot \left\{ \left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S \right] D \left( \sqrt{1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S} \right) - \sqrt{1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S} \right\}, \quad (28)$$

$$n_T(J_1, J_2) = n_p R_p f(J_2) \frac{1}{\left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S \right]^2} \cdot \left\{ \left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S \right] \left[ 1 - \exp \left\{ - \left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S \right] \right\} \right] - \left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S \right] \right\}, \quad (29)$$

式中  $S = R_t I P(\cdot)$ ,  $D(x) = e^{-x^2} \int_0^x e^{t^2} dt$  是 Dawson 积分<sup>[13]</sup>。

### 3 饱和增益谱

设引起 HF 介质饱和的高功率激光的频率为  $\nu_j$ , 单位时间通过单位面积的光子数为  $\rho(\nu_j)$ , 无量纲光强为  $I_j = J_j / J_s (J_j = \rho(\nu_j) h \nu_j)$ ; 同时在扩散流动区  $D$  处垂直于扩散流动方向入射一束频率  $\nu$  可调的低功率激光, 即探测光。那么, 探测光的增益就表征了饱和激光引起的 HF 介质饱和效应的频率特性。探测光的增益系数为

$$G(\nu, I_j) = \int_0^{\cdot} (\cdot, t) n_j(J_1, J_2, t) dt, \quad (30)$$

由(22)式,上式中的  $n_j(J_1, J_2, \dots)$  应为

$$n_j(J_1, J_2, \dots) = \frac{g(\dots, 0)}{1 + \frac{R_r}{R_t} + I_j L(\dots, \dots)} n_j(J_1, J_2) \left[ \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) (1 + I_j P(\dots)) \right], \quad (31)$$

式中  $P(\dots)$  是(24)式中的  $\dots = \dots$ ,  $I = I_j$  的值,即

$$P(\dots) = \frac{1}{\sqrt{\dots}} \cdot \frac{2e^{-t^2}}{(\dots - t)^2 \left[ 1 + \frac{R_r}{R_t} \right] + \left[ 1 + \frac{R_r}{R_t} + I_j \right]^2} dt, \quad (32)$$

对于层流和湍流扩散流动模型,  $n_j(J_1, J_2)$  分别取公式(28)和(29)式,其中  $\dots$  应为  $D$ ,  $S$  应为  $S_j$ :  $S_j = R_t I_j P(\dots)$ . 于是对两类扩散流动模型,分别得到

$$\begin{aligned} [G(\dots, j)/G^0(\dots)]_L = & \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) [1 + I_j P(\dots)] \frac{1}{\left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S_j \right]^{3/2}} \cdot \frac{1}{(1 + \dots) D (\sqrt{D}) - \sqrt{D}} \cdot \\ & \left\{ \left[ 1 + \dots + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S_j \right] D \left[ \sqrt{1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S_j} D \right] - \sqrt{1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S_j} D \right\} \cdot \\ & \frac{1}{\frac{e^{-t^2}}{t^2 + \dots} dt} \cdot \frac{e^{-t^2}}{(\dots - t)^2 + \dots} \cdot \frac{(\dots - t)^2 + \dots}{\left[ 1 + \frac{R_r}{R_t} \right] (\dots - t)^2 + \left[ 1 + \frac{R_r}{R_t} + j \right]^2} dt, \quad (33) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} [G(\dots, j)/G^0(\dots)]_T = & \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) [1 + I_j P(\dots)] \frac{1}{\left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S_j \right]^2} \cdot \frac{1}{(1 + \dots) [1 - \exp(-\dots)] - \dots} \cdot \\ & \left\{ \left[ 1 + \dots + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S_j \right] \left[ 1 - \exp\left( - \left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S_j \right] D \right) \right] - \left[ 1 + \left( 1 + \frac{R_r}{R_t} \right) S_j \right] D \right\} \cdot \\ & \frac{1}{\frac{e^{-t^2}}{t^2 + \dots} dt} \cdot \frac{e^{-t^2}}{(\dots - t)^2 + \dots} \cdot \frac{(\dots - t)^2 + \dots}{\left[ 1 + \frac{R_r}{R_t} \right] (\dots - t)^2 + \left[ 1 + \frac{R_r}{R_t} + j \right]^2} dt, \quad (34) \end{aligned}$$

为了与实验进行比较,我们按照 HF 化学激光的  $P_2(8)$  支进行计算. HF 化学激光的平均温度  $T = 400$  K. 波长  $\lambda = 2.7 \sim 3.2 \mu\text{m}$ .  $P_2(8)$  支的  $\lambda = 2.911 \mu\text{m}$ ,  $\nu = 1.13$ . Doppler 线宽

$$\nu_d = 2 \left( \frac{2kT \ln 2}{mc^2} \right)^{1/2} \nu_0 = (960.3/\dots) (T/400)^{1/2} (20/M)^{1/2} \text{s}^{-1}, \quad (35)$$

式中  $\lambda$  是波长,以 m 为单位;  $M$  是克分子量,以 g 为单位;  $T$  是绝对温度,对  $P_2(8)$  支算得  $\nu_d = 330 \times 10^6$  Hz. 分子激光的均匀线宽以碰撞线宽为主. 估计 HF 激光谱线的碰撞线宽通常假设<sup>[9]</sup>

$$L = (2/133.332) \times 10^8 P / \sqrt{T}, \quad (36)$$

式中  $L$  单位是 rad/s;  $P$  是气压,以 Pa 为单位;  $T$  是绝对温度. 当  $P = 6 \times 133.332$  Pa,  $T =$

400 K 时,  $\omega_L = 6 \times 10^7 \text{ rad/s}$ ,  $\nu_L = \omega_L/2 = 9.55 \times 10^6 \text{ Hz}$ , 加宽参数  $\gamma = 0.02$ . 当  $P = 10 \text{ Pa}$  时,  $\gamma = 0.04$ . 碰撞消激发速率(见附录)  $k_c = 1.433 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ ,  $\tau_c = k_c^{-1} = 6.98 \times 10^{-6} \text{ s}$ ; 平动非平衡弛豫时间  $\tau_t = 1/(2\nu_L) = 5.24 \times 10^{-8} \text{ s}$ , 转动非平衡弛豫时间  $\tau_r = 1/\nu_L = 1.05 \times 10^{-7} \text{ s}$ .  $R_t = \omega_L \tau_t = 133$ ,  $R_r = \omega_L \tau_r = 0.5 R_t$ . 实验探测是取  $j = 0.4$ , 并在无量纲扩散流动距离  $D = 0.305$  处(在喷嘴下游 0.4cm)测量饱和增益. 对于层流扩散和湍流扩散两类扩散流动模型分别按照(33)和(34)式用计算机进行数值计算和作图, 其结果示于图 2 和图 3. 文献[3]的实验结果示于图 4. 我们看到理论与实验是相符合的, 特别是湍流扩散混合模型, 理论计算结果与实验符合得相当好.

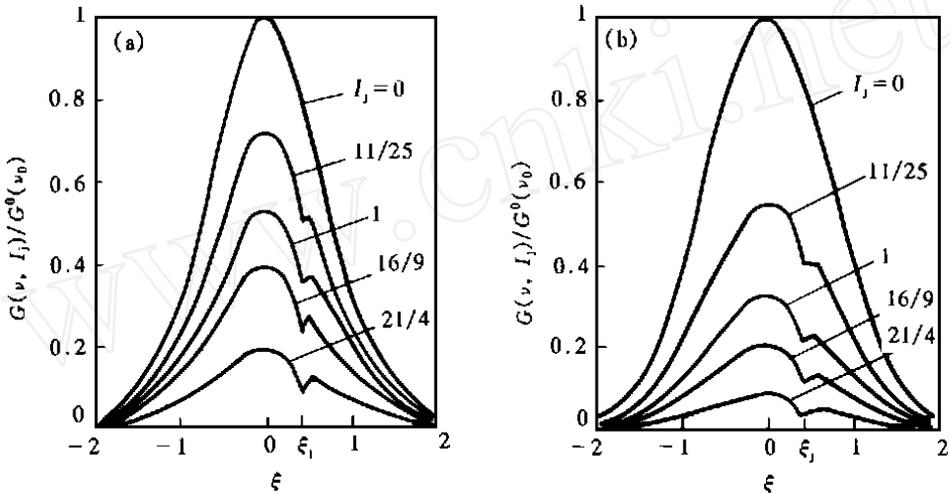


图 2 超声速扩散层流混合 cw HF 化学激光放大器的饱和谱线形

$D = 0.305$ ,  $j = 0.4$ . (a)  $\gamma = 0.02$ , (b)  $\gamma = 0.04$

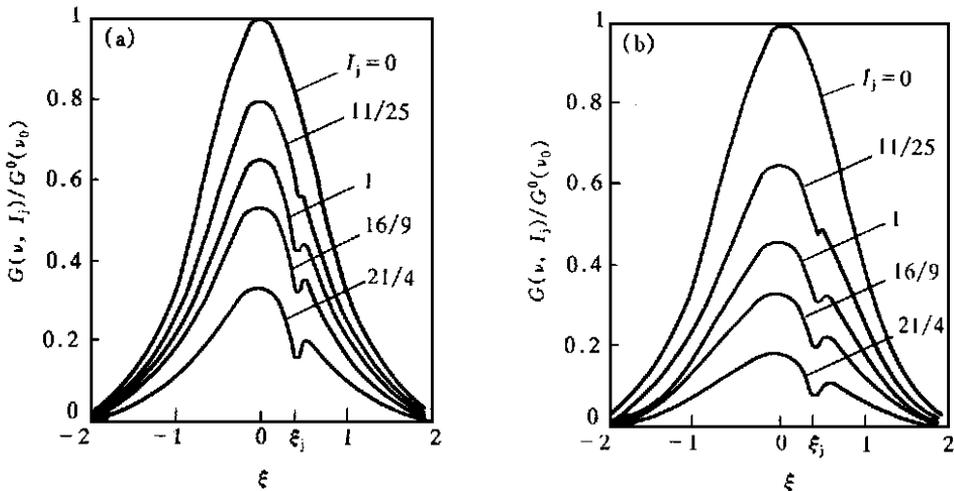


图 3 超声速扩散湍流混合 cw HF 化学激光放大器的饱和谱线形

$D = 0.305$ ,  $j = 0.4$ . (a)  $\gamma = 0.02$ , (b)  $\gamma = 0.04$

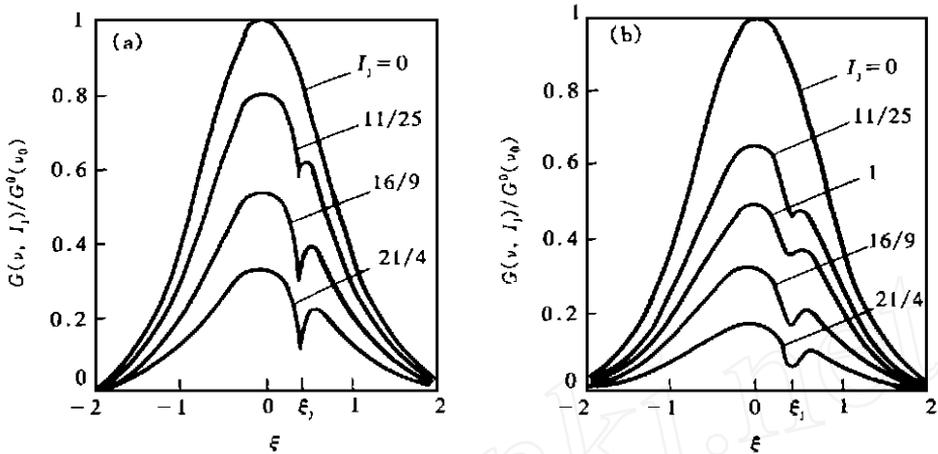


图 4 文献[3]关于超声速扩散 cw HF 化学激光放大器的饱和谱线形的实验曲线

$D=0.305$ ,  $j=0.4$ . (a)  $\gamma=0.02$ , (b)  $\gamma=0.04$

## 4 结论和讨论

低气压超声速扩散连续波 HF 化学激光放大器的饱和增益不仅与饱和光强、加宽参数和激光频率有关,而且还与介质扩散流动距离有关. 饱和增益线形呈非均匀和均匀加宽并存的“反常”谱线形,平动非平衡弛豫和转动非平衡弛豫都对这种“反常”的混合线形起作用.

湍流扩散混合流动模型与层流扩散混合流动模型相比,更与实验结果符合,这似乎令人不解. 我们认为,即使超声喷嘴和流道的设计加工以及安排都很理想,甚至混合气体  $H_2$  和 F 均分别实现理想的层流扩散,但在混合气体的边界面,完全有可能是“湍流混合”,边界面呈现波浪形,因此湍流扩散混合模型更符合实际情形.

## 参 考 文 献

- 1 Kan T, Wotga G J. Influence of collisions on radiative saturation and lamb dip formation in  $CO_2$  molecular lasers. IEEE J Quantum Electron, 1971, 7(2): 141
- 2 Granek H, Freed C, Haus H A. Experiment on cross relaxation in  $CO_2$ . IEEE J Quantum Electron, 1972, 8(4): 404
- 3 Cross R W F, Coffer J G. Saturation processes in Doppler-broadened HF vibrational transition. In: Onortato M, ed. Gas Flow and Chemical Lasers. New York: Plenum, 1984. 127 ~ 139
- 4 Mirels H, Hofland R, King W S. Simplified model of cw diffusion type chemical laser. AIAA J, 1973, 11(2): 156
- 5 Hall R J. Rotational nonequilibrium and line-selected operation in cw DF chemical lasers. IEEE J Quantum Electron, 1976, 12(8): 453
- 6 Mirels H. Inhomogeneous broadening effects in multimode cw chemical lasers. Appl Opt, 1981, 20(2): 362
- 7 Mirels H. Multimode low pressure cw chemical laser performance including source flow effects. Appl Opt, 1981, 20(14): 2379
- 8 Gao Zhi. Gain saturation in gas flow and chemical lasers. Scientia Sinica, Ser A, 1985, 28(2): 201
- 9 Stepanov A A, Shcheglov V A. Dynamic saturation of optical transitions in high power molecular lasers. Sov J Quantum Electron, 1982, 12(5): 619
- 10 Mirels H. Effects of translational and rotational nonequilibrium on cw chemical laser performance. Appl Opt, 1988, 27(1):

89

- 11 Fan Anfu, Gao Zhi. Frequency characteristics of the saturated gain in nonequilibrium gas flow and Doppler-broadened chemical laser amplifiers. Chinese Physics Letters. 1991, 8(11): 566
- 12 范安辅,高 智. 非平衡气流与化学激光的增益饱和效应. 物理学报,1993,42(3): 407
- 13 Abramowitz M, Stegun I A. Handbook of mathematical functions, AMS 55. Washington, National Bureau of Standards, 1964, 298: 319

## 附录

HF 碰撞消激发速率的计算.

HF 化学激光的碰撞消激发是

$$\text{HF}(v+1) + M_i \xrightarrow{\bar{k}_c^1} \text{HF}(v) + M_i, \quad (\text{A1})$$

碰撞消激发速率是<sup>[10]</sup>

$$k_c = P \sum_i \frac{P_i}{P} \frac{\bar{k}_c^1}{R_0 T}, \quad (\text{A2})$$

$\bar{k}_c^1 / R_0 T$  的值见表 A1. 表 A1 中  $R_0 = 82.06 \text{ (cm}^3 \cdot \text{atm) / (mol} \cdot \text{K)}$ . 连续波 HF 化学激光器的参数值是<sup>[10]</sup> HF H<sub>2</sub> He O<sub>2</sub> = 0.12 0.47 0.39 0.02. 平均温度  $T = 400 \text{ K}$ , 当  $P = 6 \times 133.332 \text{ Pa}$ , 对于  $P_2(8)$  支, 计算得  $k_c = 1.433 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ .  $P = 10 \times 133.332 \text{ Pa}$ ,  $k_c = 2.388 \times 10^5 \text{ s}^{-1}$ .

表 A1  $\bar{k}_c^1 / R_0 T$  的计算值 ( $T = 400 \text{ K}$ )

$M_i$	$\bar{k}_c^1$		$\frac{\bar{k}_c^1}{R_0 T} / \text{atm} \cdot \text{s}^{-1}$
	计算式	数值 / $\text{cm}^3 \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$	
HF	$(v+1)^{2.6} (3 \times 10^{14} T^{-1} + 3.5 \times 10^4 T^{2.26})$	$4.71 \times 10^{12}$	$1.43 \times 10^8$
F	$(v+1)^{2.7} (1.9 \times 10^{13} e^{-1359/T})$	$4.13 \times 10^{12}$	$1.25 \times 10^8$
H <sub>2</sub>	$(v+1)^{2.7} (6 \times 10^{11} T^{-1} + 10^4 T^{2.28})$	$6.54 \times 10^{10}$	$1.99 \times 10^6$
He	$(v+1)^{2.7} (3.7 \times 10^{-5} T^{4.5})$	$3.30 \times 10^7$	$1.01 \times 10^3$