

连续波化学激光的非均匀加宽效应

鄂学全 高 智

(中国科学院力学研究所)

提 要

本文用运动论模型^[5]处理二能级连续波 HF 化学激光问题。对层流和湍流混合情况,给出了振荡器特性的具体计算公式,并在一定的 \bar{G} 值和有限的化学泵浦速率 K 的情况下,精确求解了激光强度、功率和化学效率。计算结果表明,当加宽参数 $\eta < 0.20$ 时,非均匀加宽影响严重,必需采用运动论模型处理; $\eta > 0.20$ 时,本文结果与速率模型结果比较接近,可用速率模型处理。

一、引 言

连续波流动混合激光(如 HF)展示了高效率、大功率的前景。关于它的性能的分析 and 计算,文献[1]作了比较全面的介绍。利用增益等于损耗的假定,联立求解速率方程、辐射交换方程和流体力学方程组,可以比较方便地算出激光强度和功率。这一计算模型(简称速率模型)在其它气流激光(如 CO、CO₂ 气流激光)的研究中得到广泛的应用,然而它不适合于低压情况。在低压下运行的气流激光,非均匀加宽对激光的强度和功率具有较大的影响。Goela^[2,3]指出了考虑非均匀加宽的重要性,并试图用运动论方程代替速率方程,以求解决 CO₂ 气流激光中的非均匀加宽效应问题,但并未得到比速率模型更多的结果。最近, Mirels 也分析了化学激光中的非均匀加宽效应问题^[4]。

一般连续波化学激光(如 HF 和 DF)工作压力比较低,约在 1~10 Torr 之间,加宽参数 η 约在 0.1 以下。在此范围内非均匀加宽效应具有重要影响,有必要进一步探讨更为合理的分析模型。文献[5]从玻尔兹曼方程出发,引进与粒子速度有关的微分增益系数 g_r , 通过解析求解的方法,合理地处理了连续波 CO₂ 和 HF 气流化学激光问题。这一模型(简称运动论模型)能正确描述单色光和多普勒线形之间的相互作用。同时,它包括了速率方程^[1]的结果。

本文利用运动论模型^[5]处理非均匀加宽对 HF 化学激光性能的影响;对层流和湍流的二能级 HF 系统,给出振荡器特性的具体计算公式,计算了强度、功率分布和化学效率。

二、运动论模型理论的解析结果

我们考虑 HF 冷反应系统,采用简化的流动混合模型^[1](图1)。氧化剂和燃料以交替平行的超声速射流射入光腔内,光轴与流向垂直。喷管出口处流速和组元成分分布均匀(忽

收稿日期: 1982年2月22日,收到修改稿日期: 1982年11月30日

略喷管边界层效应)。各股射流的压力和流速彼此匹配,射流相遇的干扰激波和粘性剪切可以忽略。喷管分界壁很薄,混合从喷管出口边缘开始,混合层内压力、温度和轴向速度均为常数。忽略反应热效应。

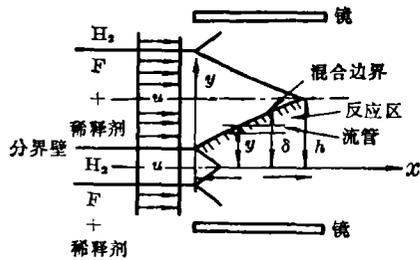


图1 流动混合模型

Fig. 1 Mixing-layer configuration

沿混合层内给定的流管(图1),可写出各组元粒子的速度分布函数 $f_i(i=1, 2)$ 的变化方程。当用BGK模型^[6]代替精确的玻尔兹曼碰撞积分,并以类似的方法表示非弹性碰撞项后,无外力作用的运动论方程和辐射交换方程为^[7]

$$\left. \begin{aligned} u \frac{\partial f_2}{\partial x} &= r_2 + K_T(f_2^0 - f_2) - k_{21}f_2 - \frac{h\nu B_{21}\phi_{21}}{4\pi}(f_2 - \alpha_2 f_1)f_\nu, \\ u \frac{\partial f_1}{\partial x} &= r_1 + K_T(f_1^0 - f_1) + k_{21}f_2 + \frac{h\nu B_{21}\phi_{21}}{4\pi}(f_2 - \alpha_2 f_1)f_\nu, \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$$c \frac{\partial f_\nu}{\partial y} = f_\nu \int_{-\infty}^{\infty} \frac{h\nu B_{21}\phi_{21}}{4\pi}(f_2 - f_1)dv_{Ty}, \quad (2)$$

这里 B_{21} 为爱因斯坦受激发射系数; c 为光速; $f_i^0(i=1, 2)$ 为 i 振动能级粒子的平衡分布,即麦克斯韦分布函数; f_ν 为光子的分布函数; h 为普朗克常数; k_{21} 为粒子的非弹性碰撞速率; K_T 为粒子的弹性碰撞速率; u 为气流速度; v_{Ty} 为粒子的热运动速度在 y 方向上的分量; x 为纵坐标(即气体流动方向), y 为横坐标(即激光发射方向); α_2 为简并度之比(g_2/g_1); $r_i(i=1, 2)$ 为泵浦率; ν 为激光频率; ν_{21} 为中心频率; ϕ_{21} 为洛仑兹线形函数:

$$\phi_{21} = \frac{\Delta\nu_N \cdot 2\pi}{\{\nu - \nu_{21}[1 - (v_{Ty}/c)]\}^2 + (\Delta\nu_N \cdot 2)^2}, \quad (3)$$

其中 $\Delta\nu_N$ 为均匀加宽半峰值处的全宽度。

类似于文献[5],引入粒子热运动速度有关的增益系数

$$g_T = \frac{h\nu B_{21}\phi_{21}}{4\pi c}(f_2 - \alpha_2 f_1), \quad (4)$$

并考虑到 $f_{HF} = f_{HF(2)} + f_{HF(1)}$,由(1)式导得增益 g_T 的控制方程:

$$\begin{aligned} \frac{\partial g_T}{\partial \zeta} + g_T \left[1 + (1 + \alpha_2) \frac{h\nu B_{21}N_A\phi_{21}}{4\pi c} \cdot \frac{I}{\epsilon k_{21}} \right] \\ = \frac{h\nu B_{21}\phi_{21}}{4\pi c} \left[(1 + \alpha_2) K_T f_F - \alpha_2 f_{HF} - \alpha_2 \frac{\partial f_{HF}}{\partial \zeta} \right], \end{aligned} \quad (5)$$

式中 $\epsilon = h\nu N_A$, N_A 为阿伏伽德罗常数; $K = \frac{k_P[H_2]}{k_{21}}$ 为化学泵浦速率; $\zeta = k_{21}x/u$,再利用阈值条件:

$$G_c = \int_0^{L_1} g dy = \int_0^{L_1} \int_{-\infty}^{\infty} g_T dv_{Ty} dy = - \frac{\ln(R_1 R_2)}{4\pi}$$

和自由混合层厚度为 $\delta = A\zeta^m$ 的假定(m 和 A 为混合过程所确定的常数);并考虑到在 $\zeta > \zeta_D$ 之后的混合层限制在燃料和氧化剂的中心线之间,即 $0 \leq y \leq h$, $\delta \equiv h$,积分增益

$$G = \begin{cases} \int_0^{\delta(x)} g dy & (x \leq x_D), \\ \int_0^h g dy & (x \geq x_D), \end{cases}$$

以及 $\frac{dG_c}{d\zeta} = 0$, $\alpha_2 \approx 1$ 。利用(1)式的双参数微扰解的零级近似 ($f_i^{(0)} = f_i^0$ ——平衡的麦克斯韦分布函数)^[3], 由(5)式得到光频与多普勒线形中心频率 ν_{21} 一致的增益关系式:

$$G_c = \lambda A \eta \sqrt{\pi} \psi \frac{1}{\sqrt{1+\bar{I}}} [1 - \operatorname{erf}(\eta \sqrt{1+\bar{I}}) \exp[\eta^2(1+\bar{I})]], \quad (6)$$

其中 $\eta = (\Delta\nu_N / \Delta\nu_D) (\ln 2)^{1/2}$ 为加宽参数; ν_D 为多普勒加宽(半峰值处的全宽度); $\bar{I} = I / I_s$, I_s 为无量纲强度; I_s 为饱和强度, $I_s^{-1} = (h\nu B_{21} N_A / 2\pi c) \cdot (2 \cdot \pi \Delta\nu_N) \cdot (2 \epsilon k_{21})$;

$$\lambda = h\nu B_{21} N_A / 4\pi c \cdot (2 \cdot \pi \Delta\nu_N) [F]_0;$$

$$\psi = \begin{cases} \left[m K^{-m} (1+K) e^{-K\zeta} \int_0^{K\zeta} e^{z^{m-1}} dz - \zeta^m \right] & (\zeta \leq \zeta_D), \\ \left[m K^{-m} (1+K) e^{-K\zeta} \int_0^{K\zeta_D} e^{z^{m-1}} dz - \zeta^m \right] & (\zeta > \zeta_D), \end{cases} \quad (7)$$

此处 $[F]_0$ 代表刚进入混合层之前的浓度。

三、两种结果的比较

为把本文的结果同速率模型结果作一比较, 写出速率模型的增益方程^[4]

$$\frac{dG}{d\zeta} + G \left[1 + \frac{h\nu B_{21} N_A \phi}{4\pi c} \cdot \frac{2I}{\epsilon k_{21}} \right] = \frac{h\nu B_{21} N_A \phi}{4\pi c} A [F]_0 \psi, \quad (8)$$

其中光频与多普勒线形中心频率一致时,

$$\phi = \frac{2}{\Delta\nu_D} \sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}} e^{\eta^2} (1 - \operatorname{erf} \eta).$$

在光腔中 G 达到阈值 G_c 时, $\frac{dG_c}{d\zeta} = 0$, 故由(8)式得

$$G_c = \frac{\lambda \eta \sqrt{\pi} (1 - \operatorname{erf} \eta) A \psi}{1 + \bar{I} \eta \sqrt{\pi} (1 - \operatorname{erf} \eta)}. \quad (9)$$

讨论两种情况, 比较(6)和(9)式: (1) $\eta \gg 1$, 即均匀加宽占优势时, 展开误差函数, (6)式和(9)式化为 $G_c = \lambda A \psi / (1 + \bar{I})$, 两种结果完全一致; (2) $\eta \ll 1$, 即非均匀加宽占优势时, (6)式和(9)式分别为:

$$G_c = \frac{\eta \sqrt{\pi} \lambda A}{\sqrt{1+\bar{I}}} \psi \quad (\text{运动论模型}), \quad (6')$$

$$G_c = \frac{\eta \sqrt{\pi} \lambda A}{1 + \bar{I} \eta \sqrt{\pi}} \psi \quad (\text{速率模型}). \quad (9')$$

两模型相差较大; 运动论模型的 G_c 正比于 $(1 + \bar{I})^{-1/2}$, 与非流动气体激光的熟知关系^[7]一致。

四、振荡器特性

连续波化学激光的振荡器特性, 不仅取决于振荡器本身的物理光学性质和激活介质的化学泵浦特性, 而且与气流参量及其混合过程有关。层流混合时, $m = \frac{1}{2}$; 湍流混合时, 混合层厚度的增长是线性的, $m = 1$ 。

光腔的功率分布和化学效率分别由下式确定:

$$P(x) = 2Nh_z \int_0^x GI dx, \quad (10)$$

$$\vartheta = \frac{P(x_0)}{|\Delta H| [F]_0 u 2Nh_z h} = \frac{\int_0^{x_0} GI dx}{|\Delta H| [F]_0 u h}, \quad (11)$$

式中 h_z 是垂直于流向和光轴的喷管高度, $|\Delta H|$ 是化学反应热, $[F]_0 u 2Nh_z h$ 是 F 原子流出列阵喷管的总克分子流量。增益、功率和化学效率的无量纲量分别表示为 $\tilde{G}_c = G_c / (\lambda A)$, $\tilde{P} = \bar{P} / (\epsilon [F]_0 u N h_z A)$ 和 $\tilde{\vartheta} = \bar{P}(\xi_0) = \vartheta 2h |\Delta H| / (\epsilon A)$ 。由(6)式可求出一系列振荡器特性的计算公式(见附录1和附录2), 并计算了强度、功率和化学效率, 其结果如图2~图6的曲线所表示的。

五、讨 论

考虑非均匀加宽 ($\eta \ll 1$) 时, 两模型计算的振荡器特性有较大差别。图2和图3分别给

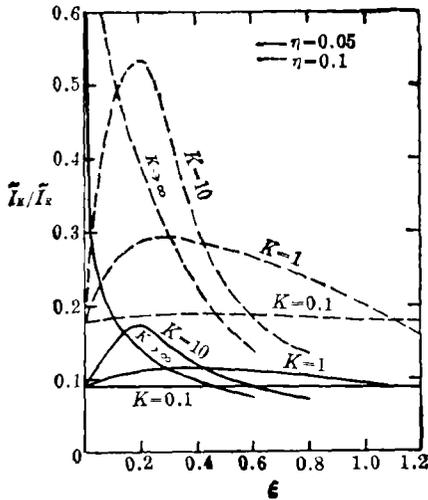


图2 非均匀加宽时两模型强度比与 ξ 的关系 ($\tilde{G}_c = 0.1$, $\xi \leq \xi_D$, 层流混合)

Fig. 2 \tilde{I}_K/\tilde{I}_R versus ξ with K as parameter for inhomogeneous broadening ($\tilde{G}_c = 0.1$, $\xi \leq \xi_D$, laminar mixing)

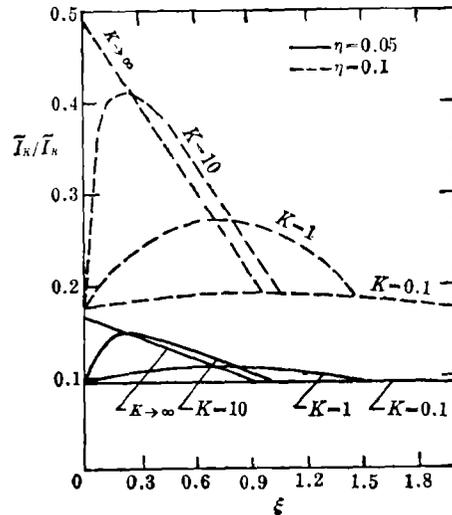


图3 非均匀加宽时两模型强度比与 ξ 的关系 ($\tilde{G}_c = 0.1$, $\xi \leq \xi_D$, 湍流混合)

Fig. 3 \tilde{I}_K/\tilde{I}_R versus ξ with K as parameter for inhomogeneous broadening ($\tilde{G}_c = 0.1$, $\xi \leq \xi_D$, turbulent mixing)

出两模型在层流和湍流混合时的非均匀加宽的强度比(\bar{I}_K/\bar{I}_R)沿流动方向 ξ 的分布。在 K 值一定的情况下,当 η 越小时, \bar{I}_K/\bar{I}_R 越小,即两强度的差别越大(因为 \bar{I}_K/\bar{I}_R 只有当 $\eta \rightarrow \infty$ 时达到最大值1,故 $\bar{I}_K/\bar{I}_R < 1$ 时, \bar{I}_K 与 \bar{I}_R 就有差别); η 增大时, \bar{I}_K/\bar{I}_R 亦增大,即两强度差别越小。例如,当 $\bar{G}_c=0.1$, $K=10$, $\xi \leq \xi_D$, η 从0.05增至0.1时, \bar{I}_K/\bar{I}_R 值在 $\xi=0.2$ 点上的变化:对层流混合,从18%增至53%;对湍流混合,从14.8%增至41.4%。这表明用速率模型对非均匀加宽效应估计不足。

图4给出湍流混合时强度沿 ξ 的分布。当 η 增大时,两模型的强度 \bar{I} 越来越靠近,最后趋于 $\eta \rightarrow \infty$ 的渐近值,即均匀加宽的强度。在非均匀加宽范围内, $\eta > 0.2$ 时,两者差别很小。

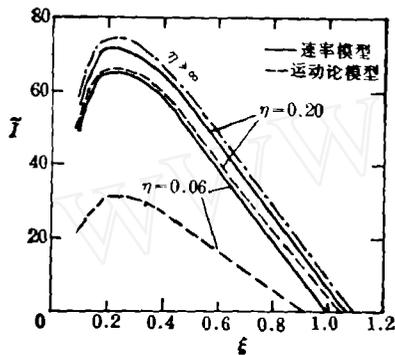


图4 激光强度 \bar{I} 沿流向 ξ 的分布($\bar{G}_c=0.01$,
 $K=10$,湍流混合)

Fig. 4 Intensity distribution $\bar{I}(\xi)$ at various broadening parameter η ($\bar{G}_c=0.01$, $K=10$, turbulent mixing)

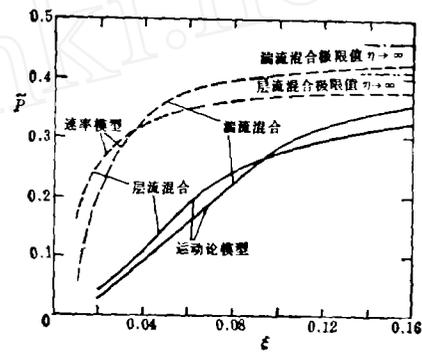


图5 激光功率 \bar{P} 与加宽参数 η 的关系
($\bar{G}_c=0.01$, $K=10$, $\xi < \xi_D$)

Fig. 5 Variation of power \bar{P} with η ($\bar{G}_c=0.01$, $K=10$, $\xi < \xi_D$)

激光功率 \bar{P} 反映振荡器特性。加宽参数 η 对 \bar{P} 有很大影响。为比较起见,图5中也给出了层流混合时的功率分布曲线。当 $\eta < 0.12$ 时,两模型的结果相差较大,速率模型的 \bar{P}_R 远大于运动论模型的 \bar{P}_K 。例如, $K=10$, $\xi \leq \xi_D$ 时,层流混合: $(\bar{P}_R/\bar{P}_K)_{\max}=6.1$;湍流混合: $(\bar{P}_R/\bar{P}_K)_{\max}=8.9$ 。两模型的 \bar{P} 值随 η 的增大而增大。湍流混合时 \bar{P} 的变化较层流的缓慢,但最后均趋于渐近值。 $\eta \gg 1$ 时,两模型的结果一致。

非均匀加宽时运动论模型的化学效率 θ ($\theta = \epsilon A \bar{P}(\xi_c) / 2h |\Delta H|$, $A/h = \xi_D^{-m}$)与尺度参量 ξ_D^{-m} 的关系以图6之曲线表示。这里计算的是由(11)确定的有量纲化学效率 θ 而非 $\bar{\theta}$,并且只给出了湍流混合时的变化情况。层流混合时, θ 的变化与此类似。在 $\xi_D > \xi_c$ 的区域内, θ 与 ξ_D^{-1} 成正比,且随 K 的增大而增大;在 $\xi_D < \xi_c$ 的区域,曲线变得平坦,达到某一峰值

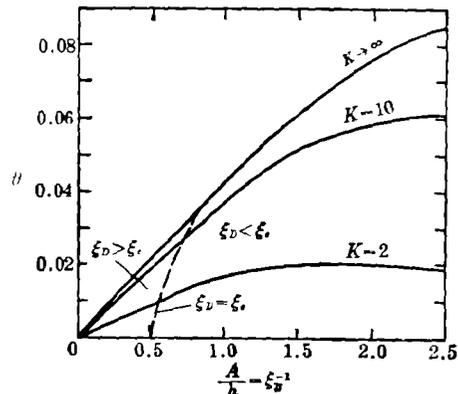


图6 化学效率与尺度参量 ξ_D^{-m} 的关系曲线
($\bar{G}_c=0.01$, $\eta=0.05$,湍流混合)

Fig. 6 Chemical efficiency θ as function of scaling parameter ξ_D^{-m} at various ratios K of pumping rate to deaction rate ($\bar{G}_c=0.01$, $\eta=0.05$, turbulent mixing)

后, 随 ζ_D^{-1} 的增大而逐渐减小, 其峰值的位置随 K 的增大而向后推移, $K \rightarrow \infty$ 时, 峰值为 0.1323。非均匀加宽时, 化学效率 θ 比均匀加宽时的低得多。

由上述讨论可得出如下结论:

(1) 在低压下的流动气体激光的非均匀加宽影响比较严重, 应予考虑。速率模型不能正确反映粒子的热运动速度所产生的多普勒加宽, 即非均匀加宽效应。而运动论模型能正确考虑这一效应。

(2) 运动论模型描述均匀和非均匀加宽效应同时起作用的全部过程。

(3) 在加宽参数 $\eta = 0.10$ 的范围内, 湍流混合时的非均匀加宽效应比层流混合时的严重。

(4) $\eta > 0.2$ 时, 非均匀加宽不太严重, 可用速率模型; $\eta < 0.2$ 时, 非均匀加宽严重, 须用运动论模型。

附录 1 振荡器特性 (层流混合, $m = \frac{1}{2}$)

$$\left. \begin{aligned} \frac{2K}{K-1} D((K\zeta_s)^{1/2}) - \frac{K+1}{K-1} \cdot \frac{1}{K^{1/2}} D((K\zeta_s)^{1/2}) - \zeta_s^2 = \bar{G}_c \\ \frac{1+K}{K^{1/2}} D((K\zeta_s)^{1/2}) - \zeta_s^{1/2} = \bar{G}_c, (\zeta_s \leq \zeta_D) \\ \frac{1+K}{K^{1/2}} D((K\zeta_D)^{1/2}) e^{-K(\zeta_s - \zeta_D)} - \zeta_s^{1/2} = \bar{G}_c, (\zeta_s > \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{激光发射起始和终止位置 } (\zeta_s, \zeta_e) \quad (A1)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{I} = \left[\frac{1+K}{K^{1/2}} D((K\zeta_s)^{1/2}) - \zeta_s^2 \right] \frac{1}{\bar{G}_c} - 1, (\eta \gg 1, \zeta_s \leq \zeta_D) \\ \bar{I} = \left[\frac{1+K}{K^{1/2}} D((K\zeta_s)^{1/2}) e^{-K(\zeta_s - \zeta_D)} - \zeta_s^{1/2} \right] \frac{1}{\bar{G}_c} - 1, (\eta \gg 1, \zeta_s > \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{均匀加宽} \quad (A2)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{I}_R = \frac{1}{\eta\sqrt{\pi}} \left[\left(\frac{1+K}{K^{1/2}} D((K\zeta_s)^{1/2}) - \zeta_s^2 \right) \frac{\eta\sqrt{\pi}}{\bar{G}_c} - 1 \right], (\eta \ll 1, \zeta_s \leq \zeta_D) \\ \bar{I}_R = \frac{1}{\eta\sqrt{\pi}} \left[\left(\frac{1+K}{K^{1/2}} D((K\zeta_s)^{1/2}) e^{-K(\zeta_s - \zeta_D)} - \zeta_s^{1/2} \right) \frac{\eta\sqrt{\pi}}{\bar{G}_c} - 1 \right], (\eta \ll 1, \zeta_s > \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{非均匀加宽(速率模型)} \quad (A3)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{I}_K = \eta^2 \pi \left[\frac{1+K}{K^{1/2}} D((K\zeta_s)^{1/2}) - \zeta_s^2 \right]^2 \frac{1}{\bar{G}_c^2} - 1, (\eta \ll 1, \zeta_s \leq \zeta_D) \\ \bar{I}_K = \eta^2 \pi \left[\frac{1+K}{K^{1/2}} D((K\zeta_D)^{1/2}) e^{-K(\zeta_s - \zeta_D)} - \zeta_s^{1/2} \right]^2 \frac{1}{\bar{G}_c^2} - 1, (\eta \ll 1, \zeta_s > \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{非均匀加宽(运动论模型)} \quad (A4)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{P} = \left[\frac{1+K}{K} \left(\zeta_s^2 - \frac{D((K\zeta_s)^{1/2})}{K^{1/2}} \right) - \frac{2}{3} \zeta_s^2 - \bar{G}_c \right] \zeta_s, (\eta \gg 1, \zeta_s \leq \zeta_D) \\ \bar{P} = \bar{P}(\zeta_s) + \frac{1+K}{K} \frac{D((K\zeta_D)^{1/2})}{K^{1/2}} (1 - e^{-K(\zeta_s - \zeta_D)}) - (\zeta_s^{1/2} + \bar{G}_c)(\zeta_s - \zeta_D), \\ (\eta \gg 1, \zeta_s > \zeta_D, \zeta_s \leq \zeta \leq \zeta_e) \end{aligned} \right\} \text{均匀加宽} \quad (A5)$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{P}_K = \left\{ \frac{\eta^2 \pi}{\bar{G}_c} \left[\frac{(1+K)^2}{K^{3/2}} \zeta_s^2 D((K\zeta_s)^{1/2}) - \frac{(1+K)^2}{2K^2} D^2((K\zeta_s)^{1/2}) - \frac{(1+K)^2}{2K} \zeta_s \right. \right. \\ \left. \left. + \frac{1}{2} \zeta_s^2 + \frac{(K+1)(K-1)}{K^{1/2}} J(\zeta_s) \right] - \bar{G}_c \zeta_s \right\} \zeta_s, (\eta \ll 1, \zeta_s \leq \zeta_D) \\ \bar{P}_K = \bar{P}_K(\zeta_s) + \frac{\eta^2 \pi}{\bar{G}_c} \left[\frac{(1+K)^2}{2K^2} (1 - e^{-2K(\zeta_s - \zeta_D)}) D^2((K\zeta_D)^{1/2}) - \frac{2(1+K)}{K^{3/2}} \zeta_s^{1/2} \right. \\ \left. \times (1 - e^{-K(\zeta_s - \zeta_D)}) D((K\zeta_D)^{1/2}) + \zeta_D(\zeta_s - \zeta_D) \right] - \bar{G}_c(\zeta_s - \zeta_D), (\eta \ll 1, \zeta_s > \zeta_D, \zeta_s \leq \zeta \leq \zeta_e) \end{aligned} \right\} \begin{array}{l} \text{非均匀加宽} \\ \text{(运动论模型)} \end{array}$$

(A6)

$$\bar{\theta} = \bar{P}(\zeta_e),$$

式中

$$D(x) = e^{-x} \int_0^x e^{y^2} dy, \text{ 当 } x \rightarrow \infty \text{ 时, } D(x) \rightarrow 1/(2x),$$

$$J(x) = \int_0^x x^{\frac{1}{2}} D((Kx)^{\frac{1}{2}}) dx$$

附录2 振荡器特性(湍流混合, $m=1$)

$$\left. \begin{aligned} \frac{2K}{K-1} f(K\zeta_i) - \frac{K+1}{K-1} \frac{f(K\zeta_i)}{K} - \zeta_i &= \bar{G}_c \\ \frac{1+K}{K} f(K\zeta_i) - \zeta_i &= \bar{G}_c, (\zeta_i \leq \zeta_D) \\ \frac{1-K}{K} f(K\zeta_i) e^{-K(\zeta_i - \zeta_D)} - \zeta_D &= \bar{G}_c, (\zeta_i > \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{激光发射起始和终止位置 } (\zeta_i, \zeta_e) \quad (A1')$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{I} &= \left[\frac{1+K}{K} f(K\zeta) - \zeta \right] \frac{1}{\bar{G}_c} - 1, (\zeta \leq \zeta_D, \eta \gg 1) \\ \bar{I} &= \left[\frac{1+K}{K} f(K\zeta_D) e^{-K(\zeta - \zeta_D)} - \zeta_D \right] \frac{1}{\bar{G}_c} - 1, (\eta \gg 1, \zeta > \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{均匀加宽} \quad (A2')$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{I}_h &= \frac{1}{\eta\sqrt{\pi}} \left[\left(\frac{1+K}{K} f(K\zeta) - \zeta \right) \frac{\eta\sqrt{\pi}}{\bar{G}_c} - 1 \right], (\eta \ll 1, \zeta \leq \zeta_D) \\ \bar{I}_h &= \frac{1}{\eta\sqrt{\pi}} \left[\left(\frac{1+K}{K} f(K\zeta_D) e^{-K(\zeta - \zeta_D)} - \zeta_D \right) \frac{\eta\sqrt{\pi}}{\bar{G}_c} - 1 \right], (\eta \ll 1, \zeta > \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{非均匀加宽(速率模型)} \quad (A3')$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{I}_k &= \eta^2 \pi \left[\frac{1+K}{K} f(K\zeta) - \zeta \right]^2 \frac{1}{\bar{G}_c^2} - 1, (\eta \ll 1, \zeta \leq \zeta_D) \\ \bar{I}_k &= \eta^2 \pi \left[\frac{1+K}{K} f(K\zeta_D) e^{-K(\zeta - \zeta_D)} - \zeta_D \right]^2 \frac{1}{\bar{G}_c^2} - 1, (\eta \ll 1, \zeta > \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{非均匀加宽(运动论模型)} \quad (A4')$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{P} &= \left[\frac{1-K}{K} \left(\zeta - \frac{e^{-K\zeta}}{K} \right) - \frac{\zeta^2}{2} - \bar{G}_c \zeta \right]_{\zeta_i}^{\zeta_e}, (\eta \gg 1, \zeta \leq \zeta_D) \\ \bar{P} &= \bar{P}(\zeta_D) + \frac{1+K}{K} \frac{f(K\zeta_D)}{K} (1 - e^{-K(\zeta - \zeta_D)}) - (\zeta_D + \bar{G}_c)(\zeta - \zeta_D), (\eta \gg 1, \zeta > \zeta_D, \zeta_i \leq \zeta \leq \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{均匀加宽} \quad (A5')$$

$$\left. \begin{aligned} \bar{P}_K &= \left\{ \frac{\eta^2 \pi}{\bar{G}_c} \left[\frac{(1+K)^2}{K^2} \zeta - \frac{1+K}{K} \zeta^2 + \frac{1}{3} \zeta^3 + \frac{2(1-K)}{K^2} \left(\frac{2+K}{K} - \zeta \right) e^{-K\zeta} \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \frac{(1+K)^2}{2K^3} e^{-2K\zeta} \right] - \bar{G}_c \zeta \right\}_{\zeta_i}^{\zeta_e}, (\eta \ll 1, \zeta \leq \zeta_D) \\ \bar{P}_K &= \bar{P}_K(\zeta_D) + \frac{\eta^2 \pi}{\bar{G}_c} \left[\frac{(1+K)^2}{2K^2} f(2K(\zeta - \zeta_D)) \cdot (f(K\zeta_D))^2 - \frac{2(1+K)}{K^2} \right. \\ &\quad \left. \times \zeta_D f(K\zeta_D) f(K(\zeta - \zeta_D)) + \zeta_D^2 (\zeta - \zeta_D) \right] - \bar{G}_c (\zeta - \zeta_D), (\eta \ll 1, \zeta > \zeta_D, \zeta_i \leq \zeta \leq \zeta_D) \end{aligned} \right\} \text{非均匀加宽} \\ &\quad \text{(运动论模型)} \quad (A6')$$

$$\bar{\theta} = \bar{P}(\zeta_e),$$

式中

$$f(x) = 1 - e^{-x}.$$

本文用运动论模型处理了二能级连续波 HF 化学激光问题, 只讨论了光频与多普勒线形中心频率一致的情况。此模型可推广到多模情况。

参 考 文 献

- [1] R. W. F. Gross, J. F. Bott; «*Handbook of Chemical Lasers*», Wiley, New York, 1976), 344.
 [2] J. S. Goela; «*Proceedings of the International Symposium Oct. 11~15, 1976*», (Koln Ed. by Martin Fieding

and Hemut Hugel).

- [3] J. S. Goela *et al.*; *AIAA J.*, 1975, **13**, No. 12 (Dec), 1629.
[4] H. Mirels; *AIAA J.*, 1979, **17**, No. 5 (May), 489.
[5] 高智, 鄂学全; 《中国科学》A 辑, 1982, No. 1, 46. *Scientia Sinica*, 1982 (Ser. A), **XXV**, No. 2 (Feb), 171.
[6] W. G. Vincent *et al.*; *Introduction to Physical Gas Dynamics*, (John Wiley, New York, 1965).
[7] A. Maitland, M. H. Dunn; *Laser Physics*, (Amsterdam North-Holland Pub. Co., 1969).

Effects of inhomogeneous broadening of the performance of CW chemical lasers

E XUEQUAN AND GAO ZHI
(Institute of Mechanics, Academia Sinica)

(Received 2 February 1982, revised 30 November 1982)

Abstract

In this paper CW diffusion chemical lasers with two energy levels are described by kinetic model. The results of the kinetic model in consideration of both inhomogeneous broadening and homogeneous broadening are given and compared with rate model. The discussion is focused on the effects of inhomogeneous broadening. The specific formulas used for the calculation of the characteristic of oscillator are given. In case of certain \tilde{G} , and limited chemical pumping rate K , the intensity, power output and chemical efficiency of CW chemical lasers are exactly solved.

The results of calculation show that the difference between the results of the rate model and the kinetic model is evident, when the broadening parameter $\eta < 0.12$ ($G = 0.01$, $K = 10$, $\zeta \leq \zeta_D$). At laminar mixing the power ratio $(\tilde{P}_R / \tilde{P}_K)_{\max} = 6.1$; At turbulent mixing $(\tilde{P}_R / \tilde{P}_K)_{\max} = 8.9$. When $\eta < 0.20$, the effects of inhomogeneous broadening are dominant, one should take it into account; when $\eta > 0.20$, the difference between the results of the rate model and the kinetic model is small. In this case the rate model is suitable.