

小型光泵 NH_3 分子远红外激光器的模式竞争*

秦家银 郑兴世 罗锡璋 林贻

(中山大学电子系, 广州 510275)

摘 要 通过求解四能级系统的半经典密度矩阵方程, 用迭代法计算了 $\text{CO}_2-10R(6)$ 泵浦小型超辐射光泵 NH_3 分子远红外激光器(mini- NH_3 -OPFIRL)的 P 支和 Q 支跃迁输出光强的增量比。计算表明在超辐射小型 NH_3 光泵远红外激光器中, $V_2 \cdot u \rightarrow sP(5, 4)$ 和 $a \rightarrow sQ(5, 4)$ 模式竞争结果, Q 支跃迁占优势, 使 P 支被抑制。理论计算与实验结果一致。

关键词 远红外激光, 小型光泵远红外激光器, 受激拉曼跃迁, 模式竞争。

1 引 言

远红外/亚毫米波目前已被应用在等离子体诊断、气相分子波谱分析、凝聚态物质的低能激发、高温超导体的研究、射电天文和环保监测等领域, 而富有前景的领域是它在军事和太空通信方面的应用^[1]。光泵远红外激光器是目前常用的相干信号源之一, 然而常规的光泵亚毫米波激光系统体积庞大且笨重, 仅亚毫米波激光管的长度就在 2 m 左右, 使用十分不便, 因此它的小型化是实用化的关键技术之一。在研究光泵亚毫米波激光器小型化的过程中, 林贻、邹钜佳等首先发现激光器的最佳工作气体压强与激光管长成反比, 增加工作气体压强可以使激光管长缩短^[2], 随后研制成功了长度仅数厘米的小型亚毫米波激光器^[3-6]。随着激光器气体样品管的缩短, 工作气压的最佳压强升高, 使得受激发射的物理过程更复杂, 并产生拉曼过程相互增强和相互竞争的现象^[7-9], 同时不同跃迁模式的竞争更激烈, 在一定实验条件下, 只产生特定的跃迁模式, 而其它模式被抑制。为此, 本文研究 $\text{CO}_2-10R(6)$ 泵浦超辐射方式的小型光泵 NH_3 分子激光的 P 支跃迁和 Q 支跃迁的模式竞争情况, 这一工作有助于深入了解小型光泵远红外激光器的物理机制, 对进一步研究和实现激光器谱线的筛选也有一定的参考价值。

2 四能级近似的理论公式推导

查 NH_3 分子能级图可知, 用 $\text{CO}_2-10R(6)$ 泵浦 NH_3 分子远红外激光器时可以产生

* 国家自然科学基金和广东省自然科学基金资助项目。

收稿日期: 1996 年 4 月 2 日; 收到修改稿日期: 1996 年 6 月 24 日

$G-V_2 \cdot s \rightarrow a Q(5, 4)$ 受激拉曼吸收跃迁, 其泵频偏为 -0.0156 cm^{-1} , 根据转动跃迁选则定则, 可以产生 $V_2 \cdot u \rightarrow s Q(5, 4)$ 和 $a \rightarrow s P(5, 4)$ 两个远红外辐射跃迁, 如图 1(a) 所示。因此, 这一激光过程是涉及四个能级的三光子过程。

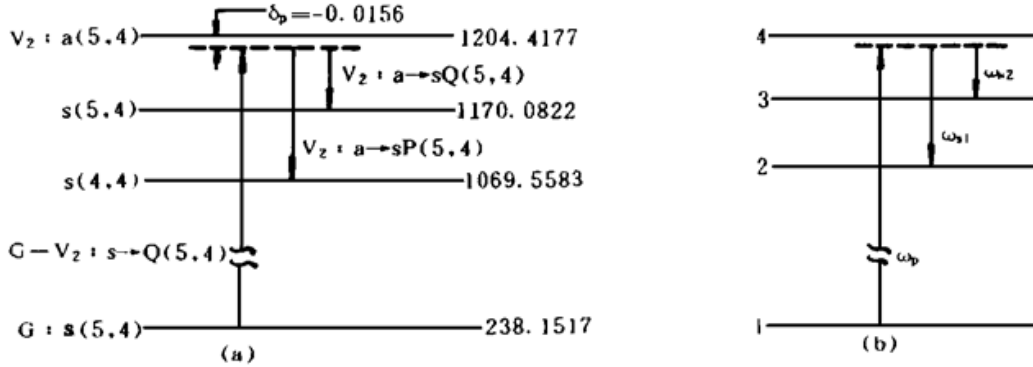


Fig. 1 (a) The energy level diagram of NH₃ molecules matching with CO₂-10R(6) (unit $\cdot \text{cm}^{-1}$), (b) Four-level schematic diagram of three-photon transition processes

上述四能级系统的三光子跃迁过程简化为图 1(b), 其激光过程可以用系统密度矩阵方程来描述, 分量形式为

$$\left. \begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \rho_{jk}}{\partial t} &= \hbar \omega_k \rho_{jk} + [H', \rho]_{jk} - \frac{i\hbar}{\tau_k} \rho_{jk} \\ i\hbar \frac{\partial \rho_{jj}}{\partial t} &= [H', \rho]_{jj} - \frac{i\hbar}{\tau_j} (\rho_{jj} - \rho_{jj}^0) \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

$(j, k = 1, 2, 3, 4; j \neq k)$

其中 τ_k 和 τ_j 分别为横向弛豫和纵向弛豫时间, 一般近似地假定所有横向弛豫时间相同, 用 T_a 表示, 所有的纵向弛豫时间相同, 用 T_b 表示。 ρ 为密度矩阵; ρ_{jk} 为密度矩阵非对角元, 它与系统的辐射偶极矩有关; ρ_{jj} 为密度矩阵对角元, 它反映系综中一个系统处于 $|j\rangle$ 态的几率, 即 $|j\rangle$ 的集居度; ρ_{jj}^0 为热平衡状态下的 j 能级粒子集居度。 H' 为分子系统与激光场相互作用的哈密顿量, 在电偶极近似下, $H' = -\mu E(t)$, μ 为分子跃迁偶极矩, $E(t)$ 为高频电磁场, 设与分子系统相互作用只有泵浦场和信号场, 且 $\omega_p \approx \omega_1$, $\omega_1 \approx \omega_2$, $\omega_2 \approx \omega_3$, 则

$$E(t) = \frac{1}{2} \tilde{E}_p \exp(i\omega_p t) + \frac{1}{2} \tilde{E}_{s1} \exp(i\omega_1 t) + \frac{1}{2} \tilde{E}_{s2} \exp(i\omega_2 t) + c.c. \quad (2)$$

其中 \tilde{E}_p 和 \tilde{E}_s 分别为 $E_p(t)$ 和 $E_s(t)$ 的复振幅。由于能级 13、23、21 之间为禁戒跃迁, 同时 $\mu_{jj} = \langle j | \mu | j \rangle \neq 0$ 并不直接影响图 1 所示的跃迁^[10], 令

$$\left. \begin{aligned} \mu_{41} &= \mu_p = \mu_p^*, & \mu_{43} &= \mu_{s2} = \mu_{s2}^*, & \mu_{42} &= \mu_{s1} = \mu_{s1}^* \\ \mu_{kj} &= \mu_{jk}^*, & (kj &= 41, 43, 42), & \mu_{32} &= \mu_{31} = \mu_{21} = \mu_{jj} = 0. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$$\left. \begin{aligned} \rho_{14} &= P_{14} \exp(i\omega_p t), & \rho_{13} &= P_{13} \exp[i(\omega_p - \omega_2)t], \\ \rho_{12} &= P_{12} \exp[i(\omega_p - \omega_1)t], & \rho_{23} &= P_{23} \exp[i(\omega_1 - \omega_2)t], \\ \rho_{34} &= P_{34} \exp(i\omega_2 t), & \rho_{kj} &= \rho_{jk}^*, & P_{kj} &= P_{jk}^*. \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

其中 \tilde{E}_p 、 \tilde{E}_{s1} 、 \tilde{E}_{s2} 和 P_{kj} 为时间的缓变函数。令 $W = T_b/T_a$, $B_p = \mu_p \tilde{E}_p T_a / 2\hbar$, $B_{s1} = \mu_{s1} \tilde{E}_{s1} T_a / 2\hbar$, $B_{s2} = \mu_{s2} \tilde{E}_{s2} T_a / 2\hbar$; 设泵浦场与信号场最初位相相同, 则 $B_p^* = B_p$, $B_{s1}^* = B_{s1}$, $B_{s2}^* = B_{s2}$ 。将(2)、(3)、(4)式代入(1)式, 在旋波近似下得到下列方程组:

$$\begin{aligned}
T_b \dot{\rho}_{11} / \dot{a} + \rho_{11} + iWB_p(P_{14} - P_{41}) &= \rho_{11}^e, \\
T_b \dot{\rho}_{22} / \dot{a} + \rho_{22} + iWB_{s1}(P_{24} - P_{42}) &= \rho_{22}^e, \\
T_b \dot{\rho}_{33} / \dot{a} + \rho_{33} + iWB_{s2}(P_{34} - P_{43}) &= \rho_{33}^e, \\
T_b \dot{\rho}_{44} / \dot{a} + \rho_{44} + iW(B_p P_{41} + B_{s1} P_{42} + B_{s2} P_{43} - B_p P_{14} - B_{s1} P_{24} - B_{s2} P_{34}) &= \rho_{44}^e, \\
[(\omega_1 - \omega) T_a + i] P_{14} &= -B_p(\rho_{44} - \rho_{11}) + B_{s1} P_{12} + B_{s2} P_{13}, \\
[(\omega_1 - \omega) T_a - (\omega_3 - \omega_2) T_a + i] P_{13} &= -B_p P_{43} + B_{s2} P_{14}, \\
[T_a(\omega_1 - \omega) - T_a(\omega_2 - \omega_1) + i] P_{12} &= -B_p P_{42} + B_{s1} P_{14}, \\
[(\omega_2 - \omega_1) T_a - (\omega_3 - \omega_2) T_a + i] P_{23} &= -B_{s1} P_{43} + B_{s2} P_{24}, \\
[(\omega_2 - \omega_1) T_a + i] P_{24} &= -B_{s1}(\rho_{44} - \rho_{22}) + B_p P_{21} + B_{s2} P_{23}, \\
[(\omega_3 - \omega_2) T_a + i] P_{34} &= -B_{s1}(\rho_{44} - \rho_{33}) + B_p P_{31} + B_{s1} P_{32}.
\end{aligned} \tag{5}$$

根据共轭性可得到另外 6 个非对角元方程。为讨论方便, 用 L_{12} 、 L_{13} 、 L_{14} 、 L_{23} 、 L_{24} 和 L_{34} 分别表示方程(5) 中 P_{12} 、 P_{13} 、 P_{14} 、 P_{23} 、 P_{24} 和 P_{34} 的系数, 即:

$$\begin{aligned}
L_{14} &= (\omega_1 - \omega) T_a + i = x + i, \\
L_{13} &= (\omega_1 - \omega) T_a - (\omega_3 - \omega_2) T_a + i = x - y + i, \\
L_{12} &= (\omega_1 - \omega) T_a - (\omega_2 - \omega_1) T_a + i = x - y + i, \\
L_{23} &= (\omega_2 - \omega_1) T_a - (\omega_2 - \omega_2) T_a + i = i, \\
L_{24} &= (\omega_2 - \omega_1) T_a + i = y + i, \\
L_{34} &= (\omega_3 - \omega_2) T_a + i = y + i, \\
L_{kj} &= L_{jk}^*.
\end{aligned} \tag{6}$$

其中 $x = (\omega_1 - \omega) T_a$ 为泵失谐量, $y = (\omega_3 - \omega_2) T_a = (\omega_2 - \omega_1) T_a$ 为信号失谐量。(5) 式为微分方程组, 一般不易求解。对脉冲光泵亚毫米波激光器, 泵浦脉冲持续时间一般为 100 ns, 而远红外激光分子的 τ_{kj} 数量级为 10 ns, 因而可近似地把系统的工作看成稳定状态, 求准静态解, 即令 $\dot{\rho}_{11} = \dot{\rho}_{22} = \dot{\rho}_{33} = \dot{\rho}_{44} = 0$, 由此可得到下列方程组:

$$\begin{aligned}
\rho_{11} + iWB_p P_{14} - iWB_p P_{41} &= \rho_{11}^e, & \rho_{22} + iWB_{s1} P_{24} - iWB_{s1} P_{42} &= \rho_{22}^e, \\
\rho_{33} + iWB_{s2} P_{34} - iWB_{s2} P_{43} &= \rho_{33}^e, \\
\rho_{44} + iWB_p P_{41} + iWB_{s1} P_{42} + iWB_{s2} P_{43} - iWB_p P_{14} - iWB_{s1} P_{24} - iWB_{s2} P_{34} &= \rho_{44}^e, \\
L_{12} P_{12} + B_p P_{42} - B_{s1} P_{14} &= 0, & L_{13} P_{13} + B_p P_{43} - B_{s2} P_{14} &= 0, \\
L_{14} P_{14} + B_p(\rho_{44} - \rho_{11}) - B_{s1} P_{12} - B_{s2} P_{13} &= 0, \\
L_{23} P_{23} + B_{s1} P_{43} - B_{s2} P_{24} &= 0, \\
L_{24} P_{24} + B_{s1}(\rho_{44} - \rho_{22}) - B_p P_{21} - B_{s2} P_{23} &= 0, \\
L_{34} P_{34} + B_{s2}(\rho_{44} - \rho_{33}) - B_p P_{31} - B_{s1} P_{32} &= 0.
\end{aligned} \tag{7}$$

另外, 非对角元共轭方程有 6 个。

由上面组成的联立方程组为十六阶复数方程, 可将该方程组写成如下的矩阵形式:

$$\begin{bmatrix} I_{4 \times 4} & iWB_{4 \times 6} & -iWB_{4 \times 6} \\ -B_{6 \times 4}^T & A_{6 \times 6} & C_{6 \times 6} \\ -B_{4 \times 4}^T & C_{6 \times 6} & A_{6 \times 6}^* \end{bmatrix} \begin{bmatrix} R_{4 \times 1} \\ P_{6 \times 1} \\ P_{6 \times 1}^* \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} R_{4 \times 1}^e \\ O_{6 \times 1} \\ O_{6 \times 1} \end{bmatrix}. \tag{8}$$

其中 $R_{4 \times 1}^e = [\rho_{11}^e, \rho_{22}^e, \rho_{33}^e, \rho_{44}^e]^T$, $R_{4 \times 1} = [\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}, \rho_{44}]^T$, $P_{6 \times 1} = [P_{12}, P_{13}, P_{14}, P_{23}, P_{24}, P_{34}]^T$, O 为零矩阵, I 为单位矩阵, A 、 B 、 C 为方程(7) 的系数矩阵。 B^T 为 B 的转置矩阵, A^* 和 P^* 分别为 A 和 P 的共轭矩阵, 根据 L_{kj} 的特点, A 矩阵的虚部是一个单位矩阵, 令 $A = A_R + iI$, 利用系数矩阵的对称性和共轭性进一步化简, 并且令 $D = 2WB^TB + I + (A_R + c)(A_R - c)$, $M = -B^TR^e$, $P_l = \text{Im}(P_{12}P_{13}P_{14}P_{23}P_{24}P_{34})^T$, 可得如下的六阶实数方程组:

$$DP_l = M \quad (9)$$

根据电磁场理论, 且忽略介质的散射损耗和信号的自吸收效应, 可得到受激 NH₃ 分子远红外激光系统内各处对远红外信号和泵浦信号的增益系数和吸收系数为:

$$\left. \begin{aligned} G_{s1} &= (2N_v \mu_{s1}^2 T_a / n \epsilon_0 c \hbar) (\omega_1 / B_{s1}) \text{Im}(P_{24}), \\ G_{s2} &= (2N_v \mu_{s2}^2 T_a / n \epsilon_0 c \hbar) (\omega_2 / B_{s2}) \text{Im}(P_{34}), \\ G_p &= (2N_v \mu_p^2 T_a / n \epsilon_0 c \hbar) (\omega_p / B_p) \text{Im}(P_{14}), \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

其中 N_v 为激光介质有效工作分子数密度, $n = \sqrt{\epsilon / \epsilon_0}$ 为激活介质的折光系数, c 为光速, \hbar 为普朗克常数, ϵ_0 为介电常数。

3 理论计算及讨论

原则上通过解矩阵方程(9), 代入相应的参数, 通过(10)式可计算 G_{s1} 和 G_{s2} , 然后再由 $I_s = I_0 \exp(G_s Z)$ 可计算出信号光强, 但由于增益除与介质本身结构有关外, 还与压强、泵浦光强 I_p 和信号光强 I_s 等外界条件有关, 即 $I_s = f_1(G_s)$, 而 $G_s = f_2(I_s, I_p, p)$, 因此不可能得到远红外激光器各点增益的解析式, 只能采用迭代法用计算机进行数值计算, 求出输出光强。

根据实验条件, 在计算中取泵浦光强 $I_{p0} = 1.0 \times 10^6 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$, 激光器管长 $L = 20 \text{ cm}$ 。假设 CO₂-10R(6) 泵浦 NH₃ 分子远红外激光器时, 同时有 $V_2 \cdot a \rightarrow s P(5, 4)$ 和 $V_2 \cdot a \rightarrow s Q(5, 4)$ 的输出信号, 计算了 P 支和 Q 支的输出光强。计算表明, P 和 Q 支的输出光强相对于初始远红外信号光强 I_{s0} 只提高 3 个数量级左右, 而远红外信号的初始光强 I_{s0} 为白噪声中的远红外成分, 其大小根据黑体辐射公式计算, 一般在 $10^{-13} \text{ W} \cdot \text{cm}^{-2}$ 左右, 因此在超辐射方式的小型光泵远红外激光器中, 很难同时产生两种不同纵模的激光, 实验结果也证明了这一点。因此, 可认为超辐射方式的小型光泵远红外激光器不同模式的竞争主要发生在受激发射初期, 其中跃迁较强的模式得到进一步放大, 而跃迁较弱的模式很快被抑制掉, 最终只有一个纵模输出。

为定量描述 CO₂-10R(6) 泵浦时 NH₃ 分子的 P 支和 Q 支跃迁的竞争情况, 引入光强增量比 $R_i = (I_{s1} - I_{s0}) / (I_{s2} - I_{s0})$, 其中 I_{s1} 和 I_{s2} 分别为 $V_2 \cdot a \rightarrow s P(5, 4)$ 和 $V_2 \cdot a \rightarrow s Q(5, 4)$ 跃迁的输出光强。对一定管长的远红外激光器, G_s 是工作气压 p 和泵浦光强 I_{p0} 的函数, 压强和泵浦光强直接影响激光器的模式竞争。为此, 作者首先求出了初始泵浦光强一定时, R_i 随工作气压 p 的变化曲线, 如图 2 所示。由图 2 可知在工作气压 p 变化的整个范围内, R_i 始终小于 0.5, 即 $V_2 \cdot a \rightarrow s Q(5, 4)$ 的输出信号较强, 而 $a \rightarrow s P(5, 4)$ 输出信号较弱, Q 支跃迁处于优势, P 支跃迁相对处于劣势, 竞争的结果只产生 $V_2 \cdot a \rightarrow s Q(5, 4)$ 的远红外输出信号, 对应波长为 $291 \mu\text{m}$, 而 $V_2 \cdot a \rightarrow s P(5, 4)$ 跃迁被抑制掉。另外, 也计算了工作气压一定时, R_i 随泵浦光强 I_{p0} 的变化规律, 如图 3 所示, 计算结果表明仍然是 Q 支跃迁占优势, P 支被抑制, 只是在有些区域 R_i 略有上升, 但仍然小于 0.5。

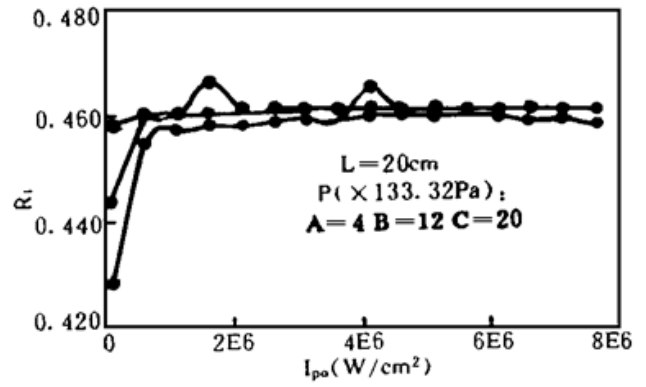
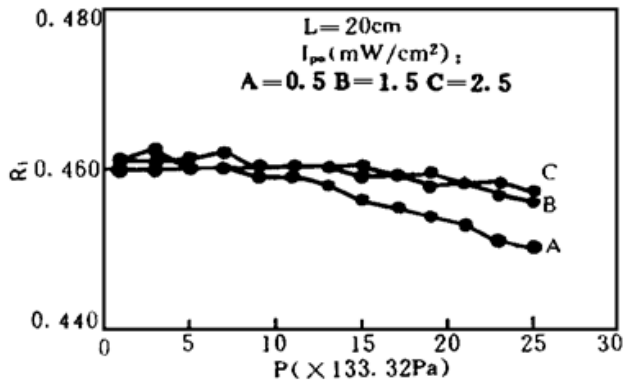
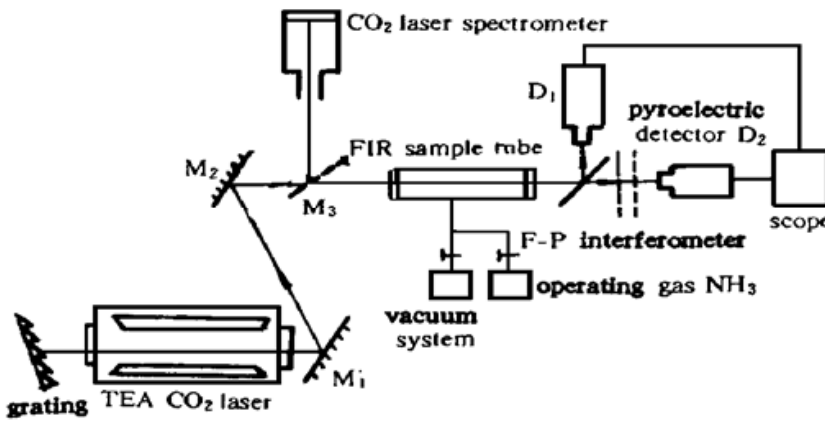


Fig. 2 The relation curve of n_r versus operating gas pressure

Fig. 3 The relation curve of n_r versus pumping power density

4 实验观察

实验系统由 TEA-CO₂ 激光器、NH₃ 分子激光器、测量系统以及真空系统组成，为提高



测量精度，测量系统采用双路检测方法，如图 4 所示，其中远红外激光波长的测量采用专门亚毫米波法布里-珀罗干涉仪^[11]。利用 TEA-CO₂ 10 R(6) 泵浦激励 20 cm 长的小型超辐射 NH₃ 分子远红外激光器，分别在不同压强和不同泵浦光强条件下进行实验。先后观察到 291 μm 和 298 μm 的谱线，其中 291 μm 谱线对应 $V_2 \cdot u \rightarrow s Q(5, 4)$ 跃迁，其

Fig. 4 The experimental setup of miniature superradiant NH₃-OPFIRL

实验干涉图如图 5 所示，(a)、(b) 为相邻的两个干涉峰，根据法布里-珀罗干涉仪的实验原理即可导出波长 $\lambda = 2d$ (d 为相邻干涉峰的距离)，由此从图 5 可知谱线中心波长约为 291.3 μm 。而 298 μm 的谱线对应 $V_2 \cdot u \rightarrow s R(0, 0)$ 跃迁，属于另一组三能级系统，这是作者最近发现的新谱线^[12]，它与 291 μm 的竞争主要取决于泵浦激光 CO₂-10R(6) 谱线的频率偏移。经反复实验，在小型超辐射 NH₃ 分子光泵远红外激光器中始终没有观察到 74 μm 的谱线，说明 $V_2 \cdot u \rightarrow s P(5, 4)$ 跃迁被抑制，这与本文的理论计算结果一致。

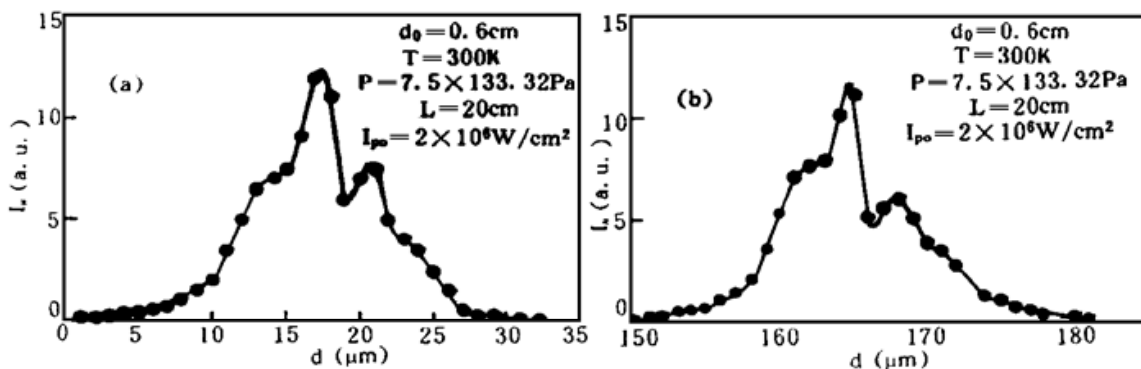


Fig. 5 F-P interferogram of NH₃-OPFIRL, pumped by CO₂ - 10R(6), ($\lambda = 291 \mu\text{m}$)

实际上, 光泵远红外激光纵模之间的竞争情况非常复杂, 比如远红外信号的自吸收等因素都会影响纵模之间的竞争。本文仅从光强增量比大小方面探讨了 P 支和 Q 支的竞争情况, 不同的实验装置和条件的竞争情况有所不同, 例如 TEA CO₂-10R(6) 泵浦 2 m 长的 NH₃ 分子远红外激光器, 能够观察到 74 μm 的远红外谱线^[13, 14], 有关的理论和实验有待进一步深入。

参 考 文 献

- [1] M. A. Frerking, Submillimeter receiver technology conference-proceeding introduction. *Internat. J. IR &MMW*, 1987, **8**(10): 1211~1217
- [2] Lin Yikun, Qiu Bingsheng, The exchange and the optimum length of the sample tube of OPFIRL. *Internat. J. IR &MMW*, 1987, **8**(6): 673~689
- [3] 邹钜佳, 林贻, 超短光泵 NH₃ 远红外激光器. 中山大学学报(自然科学报), 1989, **28**(1): 95~98
- [4] Luo Xizhang, Zhou Jujia, Qiu Bingsheng *et al.*, A very short optically pumped fir superradiant laser. *Internat. J. IR &MMW*, 1989, **10**(2): 237~249
- [5] Lin Yikun, Luo Xizhang, Qiu Bingsheng *et al.*, Optimum operating parameter of miniature OPFIRL. *Internat. J. IR &MMW*, 1989, **10**(12): 1427~1440
- [6] 罗锡璋, 林贻, 超小型光泵远红外激光研究. 电子学报, 1992, **20**(11): 39~44
- [7] X. Zheng, X. Luo, C. Lin *et al.*, Interaction of multi-Raman-processes in miniature optically pumped NH₃ fir laser. *Internat. J. IR &MMW*, 1995, **16**(12): 2173~2179
- [8] 郑兴世, 黎耀, 刘敏等, 光泵亚毫米波激光的拉曼过程相互作用. 电子学报, 1995, **23**(12): 10~14
- [9] 郑兴世, 罗锡璋, 林春光等, 光泵 NH₃ 分子亚毫米波激光的拉曼过程相互增强与竞争. 红外与毫米波学报, 1996, **15**(1): 38~42
- [10] 宫蒂, 林贻, 光泵分子气体激光的调谐和增益特性. 中山大学学报(自然科学版), 1982, **21**(1): 63~70
- [11] 郑兴世, 黎耀, 林贻等, 硅-铝网栅亚毫米波 F-P 干涉仪及其在激光频谱研究中的应用. 红外与毫米波学报, 1993, **12**(3): 229~232
- [12] 秦家银, 郑兴世, 罗锡璋等, 光泵 NH₃ 分子远红外激光一条新谱线的发现. 中山大学学报(自然科学版), 1996, **35**(1): 131~132
- [13] K. Gullberg, B. Hartman, B. Kleman, Submillimeter emission from optically pumped NH₃. *Phys. Scripta*, 1973, **8**(1): 177~182
- [14] 丘秉生, 杨建勋, 罗锡璋等, 脉冲光泵 NH₃ 远红外激光的实验研究. 中国激光, 1987, **14**(6): 351~354

Mode Competition in Miniature Optically Pumped NH₃ Far Infrared Laser

Qin Jiayin Zheng Xingshi Luo Xizhang Lin Yikun

(Department of Radio electronics, Zhongshan University, Guangzhou 510275)

(Received 2 April 1996; revised 24 June 1996)

Abstract The semiclassical density matrix equation of four energy-levels was solved. Then by means of iteration method, the output power increment ratio of $V_2 \cdot a \rightarrow s P(5, 4)$ to $a \rightarrow s Q(5, 4)$ transition in miniature optically pumped NH₃ molecules far infrared superradiant laser (mini-NH₃-OPFIRL), which was pumped by CO₂-10R(6) line, was calculated. The calculation showed that the mode competition between the $V_2 \cdot a \rightarrow s P(5, 4)$ and $V_2 \cdot a \rightarrow s Q(5, 4)$ in superradiant mini-NH₃-OPFIRL led to the elimination of $V_2 \cdot a \rightarrow s P(5, 4)$ transition branch. The theoretical calculation was consistent with the experimental result.

Key words far infrared laser, miniature OPFIRL, stimulated Raman transition, mode competition.