

光泵分子气体激光的调谐和增益特性

—四能级近似

宫 蒂 林 贻 堃

(无线电电子学系)

摘 要

本文利用标准的密度矩阵方法,对两激光场和四能级系统的相互作用过程写出密度矩阵的刘维方程,两激光场的频率为 ω_p 、 ω_s ,场强为 E_p 、 E_s ,失谐量为 δ_p 、 δ_s ,对 CH_3F 分子气体,利用电子计算机求出方程的解,由此得出系统的电极化率的虚部 $\chi''(\omega_s)$ 和 δ_p 、 δ_s 的关系,并讨论了系统的调谐和增益特性.所得结果可应用于分析激光光泵亚毫米波激光器和研究气体分子中双光子吸收过程.

利用大功率的可选支的 CO_2 TEA激光做泵源,激发 CH_3F 分子气体可以产生较强的亚毫米波激光.这个现象发现后,目前已发展成为产生高功率的亚毫米波激光的新技术⁽¹⁾.这个结果表明,利用可选支的激光源有可能在大范围内实现远红外激光频率的调谐,即可获得接近连续的可调谐的远红外激光⁽²⁾.由于 CH_3F 分子能级结构具有比较密集的转动能级,光泵 CH_3F 远红外激光就在不同振动态间的转动能级之间跃迁而产生.当用单一频率的大功率 CO_2 激光激发 CH_3F 分子气体时,在四个能级 E_1 、 E_2 、 E_3 、 E_4 间可能产生两个拉曼散射过程.即在2、3、4能态间可能产生一个拉曼过程,在1、2、3能态间也可能同时产生另一个拉曼过程(见图1).两个可能发生的过程都是从同样的初态开始,最后到达同样的末态,同时吸收同一频率 ω_p 的 CO_2 光子,放出同一频率 ω_s 的远红外光子.由于这两个过程之间存在有相互作用,所以我们所讨论的问题将是四能级系统中的双光子过程.

按照上面的分析,可用标准的密度矩阵方法求解^(3,4,5).由于所列出的密度矩阵方程较繁,所以我们对 CH_3F 分子气体利用电子计算机求解,并得出系统的电极化率的虚部 $\chi''(\omega_s)$ 和 δ_p 、 δ_s 的关系.最后讨论了对这样一个可调谐的 CH_3F 远红外激光器的调谐和增益特性.

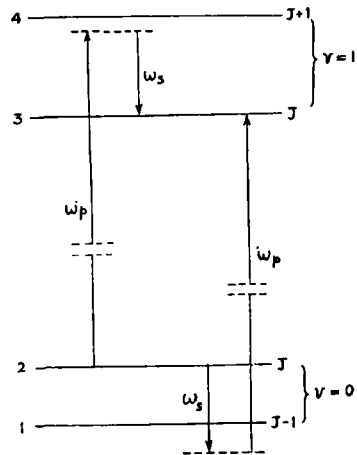


图1 四能级系统中的双光子过程

一、密度矩阵方程

相应于(图1)所表示的四能级系统的密度矩阵为 4×4 方阵 $\{\rho_{mn}\}$, $m, n = 1, 2, 3, 4$, 并且为厄米矩阵 $\rho_{mn} = \rho_{nm}^*$, ρ_{mn} 随时间变化的刘维方程是〔注〕

$$\begin{aligned} \dot{\rho}_{mn} &= -\tau_{mm}^{-1}(\rho_{mn} - \rho_{mn}^0) + (i/\hbar)[\rho, \mathbf{H}]_{mn} \\ \dot{\rho}_{mn} &= -\tau_{mn}^{-1}\rho_{mn} + (i/\hbar)[\rho, \mathbf{H}]_{mn} \end{aligned} \quad (1)$$

上式中 $m, n = 1, 2, 3, 4$, ρ_{mm}^0 为平衡态时的对角密度矩阵元 ρ_{mm} 的值, \mathbf{H} 为系统的哈密顿量, τ_{mm} 和 τ_{mn} 为弛豫时间。

为了简化计算, 我们假定 $\tau_{mn} = \tau_{mm} = \tau$, 对所有 m, n 都成立。实际的情形是, 考虑工作物质气压在几个毛的情况下进行远红外频率的跃迁, 由于气压比较高, 弛豫时间就比较短, 虽然 τ_{mn} 和 τ_{mm} 是不相等的, 但是数量级是相同的, 因此我们设弛豫时间为 τ 。当气压比较低时, 弛豫时间比较长, 这时由于多普勒效应引起的能级非均匀增宽占主要作用, $\tau^{-1} = \pi \Delta\nu$, 于是 τ_{mn} 和 τ_{mm} 差别便比较大, 假设 $\tau_{mn} = \tau_{mm}$ 便不再适合了。

下面考虑 $(i/\hbar)[\rho, \mathbf{H}]_{mn}$ 项的情形, 设能级不简并, 这时便有

$$\begin{aligned} (i/\hbar)[\rho, \mathbf{H}]_{mn} &= (i/\hbar)[\rho, (\mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1)]_{mn} \\ &= (i/\hbar) \left\{ \sum_k \langle m | \rho | k \rangle \langle k | \mathbf{H}_1 | n \rangle - \sum_l \langle m | \mathbf{H}_1 | l \rangle \langle l | \rho | n \rangle \right. \\ &\quad \left. + \rho_{mn}(E_n - E_m) \right\} \quad k, l = 1, 2, 3, 4 \\ &= (i/\hbar) \left(-\sum_k \rho_{mk} \mu_{kn} + \sum_l \mu_{ml} \rho_{ln} \right) \mathbf{E} + i\omega_{nm} \rho_{mn} \end{aligned}$$

上式中 $\omega_{nm} = (E_n - E_m)/\hbar$, $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 + \mathbf{H}_1$, \mathbf{H}_0 为无外电场时系统的哈密顿量, $\mathbf{H}_1 = -\vec{\mu} \cdot \vec{\mathbf{E}} = -\mu \mathbf{E}$ 为有外电场时系统附加的哈密顿量, $\vec{\mathbf{E}}$ 为外电场强, $\vec{\mu}$ 为系统的电偶极矩, 设 $\vec{\mathbf{E}} \parallel \vec{\mu}$, 并且 μ_{mn} 为系统电偶极跃迁矩阵元。由于我们所考虑的是(图1)所示的过程, 这时 $\mu_{12}, \mu_{13}, \mu_{24}, \mu_{34} \neq 0$, 而1和4能级间, 2和3能级间为禁戒跃迁, 所以我们假定 $\mu_{14} = \mu_{23} = 0$ 。实际上, 1和4能级间, 2和3能级间都存在有自发跃迁, 但是比起(图1)所示的跃迁来说就很弱, 所以这个假定是符合实际的。另外我们还要假设 $\mu_{nn} = \langle n | \mu | n \rangle = 0$ 。这个假定不一定是真实的, 比如 CH_3F 分子的固有电偶极矩 μ_{nn} 便不为0, 但是 $\mu_{nn} \neq 0$ 并不直接影响到(图1)所示的跃迁, 所以可以假定 $\mu_{nn} = 0$ 。

这样一来, 对(图1)所示的四能级系统中双光子过程, 方程(1)具体化为以下10个方程:

$$\begin{aligned} \dot{\gamma}_{21} &= -\frac{1}{\tau}(\gamma_{21} - \gamma_{21}^0) - (i/\hbar)(2\mu_{12}\rho_{21} - 2\mu_{21}\rho_{12} + \mu_{42}\rho_{24} - \mu_{24}\rho_{42} + \mu_{13}\rho_{31} - \mu_{31}\rho_{13})\mathbf{E} \\ \dot{\gamma}_{31} &= -\frac{1}{\tau}(\gamma_{31} - \gamma_{31}^0) - (i/\hbar)(\mu_{12}\rho_{21} - \mu_{21}\rho_{12} + 2\mu_{13}\rho_{31} - 2\mu_{31}\rho_{13} + \mu_{43}\rho_{34} - \mu_{34}\rho_{43})\mathbf{E} \\ \dot{\gamma}_{42} &= -\frac{1}{\tau}(\gamma_{42} - \gamma_{42}^0) - (i/\hbar)(\mu_{21}\rho_{12} - \mu_{12}\rho_{21} + 2\mu_{24}\rho_{42} - 2\mu_{42}\rho_{24} + \mu_{34}\rho_{43} - \mu_{43}\rho_{34})\mathbf{E} \end{aligned}$$

〔注〕本文中所有的 \hbar 为约化普朗克常数, $\hbar = 1.054592 \times 10^{-34} \text{ J} \cdot \text{s}$

$$\dot{\gamma}_{43} = -\frac{1}{\tau}(\gamma_{43} - \gamma_{43}^0) - (i/\hbar)(\mu_{24}\rho_{42} - \mu_{42}\rho_{24} + 2\mu_{34}\rho_{43} - 2\mu_{43}\rho_{34} + \mu_{31}\rho_{13} - \mu_{13}\rho_{31})\mathbf{E}$$

其中 $\gamma_{mn} = \rho_{mm} - \rho_{nn}$, $\gamma_{mn}^0 = \rho_{mm}^0 - \rho_{nn}^0$

和

$$\begin{aligned} \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} - i\omega_{21}\right)\rho_{12} &= (i/\hbar)(\mu_{12}\gamma_{21} + \mu_{13}\rho_{32} - \mu_{42}\rho_{14})\mathbf{E} \\ \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} - i\omega_{31}\right)\rho_{13} &= (i/\hbar)(\mu_{13}\gamma_{31} + \mu_{12}\rho_{23} - \mu_{43}\rho_{14})\mathbf{E} \\ \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} - i\omega_{41}\right)\rho_{14} &= (i/\hbar)(\mu_{12}\rho_{24} + \mu_{13}\rho_{34} - \mu_{24}\rho_{12} - \mu_{34}\rho_{13})\mathbf{E} \\ \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} - i\omega_{32}\right)\rho_{23} &= (i/\hbar)(\mu_{21}\rho_{13} + \mu_{24}\rho_{43} - \rho_{21}\mu_{13} - \rho_{24}\mu_{43})\mathbf{E} \\ \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} - i\omega_{42}\right)\rho_{24} &= (i/\hbar)(\mu_{24}\gamma_{42} + \mu_{21}\rho_{14} - \mu_{34}\rho_{23})\mathbf{E} \\ \left(\frac{d}{dt} + \frac{1}{\tau} - i\omega_{43}\right)\rho_{34} &= (i/\hbar)(\mu_{34}\gamma_{43} + \mu_{31}\rho_{14} - \mu_{24}\rho_{32})\mathbf{E} \end{aligned}$$

以上10个方程中含有10个未知数: $\rho_{11}, \rho_{22}, \rho_{33}, \rho_{44}, \rho_{12}, \rho_{13}, \rho_{14}, \rho_{23}, \rho_{24}, \rho_{34}$ 。而因为 ρ 为厄米矩阵,所以有 $\rho_{21} = \rho_{12}^*$, $\rho_{31} = \rho_{13}^*$, $\rho_{32} = \rho_{23}^*$, $\rho_{41} = \rho_{14}^*$, $\rho_{42} = \rho_{24}^*$, $\rho_{43} = \rho_{34}^*$, 也就是在 $4 \times 4 = 16$ 个 ρ_{mn} 的元素中只有10个为独立的量,这10个独立的量只要将以上10个方程的解求得,便可得到满足方程(1)的密度矩阵的解。

为了求解,我们考虑以单一频率 ω_p 的 CO_2 激光激发 CH_3F 分子气体后达到稳定情形的解。在这种情形下 $\dot{\gamma}_{21} = \dot{\gamma}_{31} = \dot{\gamma}_{42} = \dot{\gamma}_{43} = 0$, 并且系统中总电场强 \mathbf{E} 为两个电场强的和,一个频率为 $\omega_p \approx \omega_{13}, \omega_{24}$, 另一个频率为 $\omega_s \approx \omega_{12}, \omega_{34}$, 其复数形式为

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_p e^{i\omega_p t} + \mathbf{E}_p^* e^{-i\omega_p t} + \mathbf{E}_s e^{i\omega_s t} + \mathbf{E}_s^* e^{-i\omega_s t}$$

其中 $\mathbf{E}_p, \mathbf{E}_p^*, \mathbf{E}_s, \mathbf{E}_s^*$ 为与时间 t 无关的量。在旋转波近似 (*the rotating-wave approximation*) 下可设 ρ_{mn} 的形式为

$$\begin{aligned} \rho_{12} &= \widetilde{\rho}_{12} e^{i\omega_s t}, \rho_{13} = \widetilde{\rho}_{13} e^{i\omega_p t}, \rho_{14} = \widetilde{\rho}_{14} e^{i(\omega_p + \omega_s) t} \\ \rho_{23} &= \widetilde{\rho}_{23} e^{i(\omega_p - \omega_s) t}, \rho_{24} = \widetilde{\rho}_{24} e^{i\omega_p t}, \rho_{34} = \widetilde{\rho}_{34} e^{i\omega_s t} \end{aligned}$$

其中 $\widetilde{\rho}_{mn}$ 为与时间无关的量,但为复数。将这些式子代入前面所列的10个方程中去,便得到一组10个描写稳定情形的密度矩阵的方程如下:

$$\gamma_{21} = \gamma_{21}^0 - 2\beta_s^* \widetilde{\rho}_{12} - 2\beta_s \widetilde{\rho}_{12}^* - \beta_p^* \widetilde{\rho}_{13} - \beta_p \widetilde{\rho}_{13}^* + \beta_p^* \widetilde{\rho}_{24} + \beta_p \widetilde{\rho}_{24}^* \quad (2)$$

$$\gamma_{31} = \gamma_{31}^0 - \beta_s^* \widetilde{\rho}_{12} - \beta_s \widetilde{\rho}_{12}^* - 2\beta_p^* \widetilde{\rho}_{13} - 2\beta_p \widetilde{\rho}_{13}^* + \beta_s^* \widetilde{\rho}_{34} + \beta_s \widetilde{\rho}_{34}^* \quad (3)$$

$$\gamma_{42} = \gamma_{42}^0 + \beta_s^* \widetilde{\rho}_{12} + \beta_s \widetilde{\rho}_{12}^* - 2\beta_p^* \widetilde{\rho}_{24} - 2\beta_p \widetilde{\rho}_{24}^* - \beta_s^* \widetilde{\rho}_{34} - \beta_s \widetilde{\rho}_{34}^* \quad (4)$$

$$\gamma_{43} = \gamma_{43}^0 + \beta_p^* \tilde{\rho}_{13} + \beta_p \tilde{\rho}_{13}^* - \beta_p^* \tilde{\rho}_{24} - \beta_p \tilde{\rho}_{24}^* - 2\beta_s^* \tilde{\rho}_{34} - 2\beta_s \tilde{\rho}_{34}^* \quad (5)$$

其中 $\beta_s = (i/h)\tau\mu_s \mathbf{E}_s$, $\beta_s^* = (-i/h)\tau\mu_s^* \mathbf{E}_s^*$

$$\beta_p = (i/h)\tau\mu_p \mathbf{E}_p, \quad \beta_p^* = (-i/h)\tau\mu_p^* \mathbf{E}_p^*$$

$$\mu_{12} = \mu_{24} = \mu_s = \mu_s^*$$

$$\mu_{13} = \mu_{24} = \mu_p = \mu_p^*$$

和 $L_{21} \tilde{\rho}_{12} = \beta_s \gamma_{21} + \beta_p^* \tilde{\rho}_{14} + \beta_p \tilde{\rho}_{23}^* \quad (6)$

$$L_{31} \tilde{\rho}_{13} = \beta_p \gamma_{31} + \beta_s^* \tilde{\rho}_{14} + \beta_s \tilde{\rho}_{23} \quad (7)$$

$$L_{41} \tilde{\rho}_{14} = -\beta_p \tilde{\rho}_{12} - \beta_s \tilde{\rho}_{13} + \beta_s \tilde{\rho}_{24} + \beta_p \tilde{\rho}_{34} \quad (8)$$

$$L_{23} \tilde{\rho}_{23} = -\beta_p \tilde{\rho}_{12}^* - \beta_s^* \tilde{\rho}_{13} + \beta_p \tilde{\rho}_{34}^* + \beta_s^* \tilde{\rho}_{24} \quad (9)$$

$$L_{42} \tilde{\rho}_{24} = \beta_p \gamma_{42} - \beta_s^* \tilde{\rho}_{14} - \beta_s \tilde{\rho}_{23} \quad (10)$$

$$L_{43} \tilde{\rho}_{34} = \beta_s \gamma_{43} - \beta_p \tilde{\rho}_{14} - \beta_p \tilde{\rho}_{23}^* \quad (11)$$

其中 $L_{21} = i(\omega_s - \omega_{21})\tau + 1 = i(-\delta_s) + 1$

$$L_{31} = i(\omega_p - \omega_{31})\tau + 1 = i(-\delta_p) + 1$$

$$L_{41} = i(\omega_p + \omega_s - \omega_{41})\tau + 1 = i(-\delta_s - \delta_p - C) + 1$$

$$L_{32} = i(\omega_p - \omega_s - \omega_{32})\tau + 1 = i(-\delta_p + \delta_s) + 1$$

$$L_{42} = i(\omega_p - \omega_{42})\tau + 1 = i(-\delta_p - C) + 1$$

$$L_{43} = i(\omega_s - \omega_{43})\tau + 1 = i(-\delta_s - C) + 1$$

且 $\delta_p = (\omega_{31} - \omega_p)\tau$ 为泵频率相对于能级($E_3 - E_1$)的失谐量

$\delta_s = (\omega_{21} - \omega_s)\tau$ 为远红外激光频率相对于能级($E_2 - E_1$)的失谐量

$$C = (\omega_{43} - \omega_{21})\tau$$

方程(2) - (11)便是我们所要解的方程。从方程的解就能得到描写四能级分子系统的密度矩阵 ρ , 并且从方程(2) - (11)中可见到当系统及外场取一定时, ρ_{mm} 与 δ_s 、 δ_p 有关。

二、电 极 化 率

诱导极化强度

$$\mathbf{P} = N_r T_r(\mu\rho)$$

$$= N_r [2\text{Re}(\mu_{21}\rho_{12} + \mu_{43}\rho_{34}) + 2\text{Re}(\mu_{31}\rho_{13} + \mu_{42}\rho_{24})]$$

上式中 N_r 为单位体积内参加工作的分子数目。从 ρ_{mn} 与时间 t 的依赖关系可见 \mathbf{P} 可以分开写出两个部分:

$$\mathbf{P}(\omega_s) = N_r [2\text{Re}(\mu_{21}\rho_{12} + \mu_{43}\rho_{34})]$$

和
$$\mathbf{P}(\omega_p) = N_r [2\text{Re}(\mu_{31}\rho_{13} + \mu_{42}\rho_{24})]$$

$\mathbf{P}(\omega_s)$ 表示在频率 ω_s 的诱导极化强度, $\mathbf{P}(\omega_p)$ 表示在频率 ω_p 的诱导极化强度. 我们所感兴趣的是 $\mathbf{P}(\omega_s)$, 因为由它导出的电极化率 $\chi(\omega_s) = \chi'(\omega_s) + i\chi''(\omega_s)$ 的虚部 $\chi''(\omega_s)$ 正比于发射频率 ω_s 的激光的增益. $\mathbf{P}(\omega_s)$ 与 $\chi(\omega_r)$ 的关系是

$$\mathbf{P}(\omega_s) = \text{Re}[\chi(\omega_s)\mathbf{E}_s e^{i\omega_s t}]$$

所以
$$\chi(\omega_s) = N_r (2/\mathbf{E}_s) (\mu_{21}\tilde{\rho}_{12} + \mu_{43}\tilde{\rho}_{34})$$

而
$$\beta_s^* = (-i/\hbar) \tau \mu_s^* \mathbf{E}_s^* = -i|\beta_s^*|$$

∴
$$\chi(\omega_s) = iN_r (2\hbar\beta_s^*/\tau \mathbf{E}_s^2) (\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{34})$$

即
$$(\tau \mathbf{E}_s^2 / 2\hbar N_r) \chi''(\omega_s) = |\beta_s^*| I_m(\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{34})$$

设
$$P = (\tau \mathbf{E}_s^2 / 2\hbar N_r) \chi''(\omega_s)$$

则
$$P = |\beta_s^*| I_m(\tilde{\rho}_{12} + \tilde{\rho}_{34}) \tag{12}$$

由于增益系数与 $\chi''(\omega_s)$ 成正比, 因此可从(12)式右边的大小以及与 δ_s, δ_p 的关系就可得到系统的增益系数与失谐量 δ_s, δ_p 的关系, 也就是只要讨论 P 与 δ_s, δ_p 的关系就能得到系统的调谐和增益特性.

三、结果和讨论

为了讨论四能级分子系统中双光子过程的调谐和增益特性, 必须求解方程(2) — (11), 将所得到的 $\tilde{\rho}_{12}$ 和 $\tilde{\rho}_{34}$ 代入(12)中才能获得 P 与 δ_s, δ_p 的关系. 如果用代入消去法求解(2) — (11)不仅过繁, 而且所得到的结果由于形式复杂也难于讨论分析, 因此我们考虑在一定条件下利用电子计算机进行数值运算, 将结果用曲线作图表示, 这样不仅求解简捷, 而且结果直观易于讨论.

对于 CH_3F 分子气体(图1)所示的过程具体化为(图2)⁽²⁾所示.

从(图2)中我们可得以下参数:

(1) 设 $\tau = 10^{-8}$ 秒, 可算出

$$C = (\omega_{43} - \omega_{21})\tau = 2.46929 \times 10^3$$

(2) 设 $\rho_{11}^0 = 5.83923 \times 10^{-3}$ ⁽⁶⁾, 可算出

$$\rho_{22}^0 = 5.12418 \times 10^{-3}$$

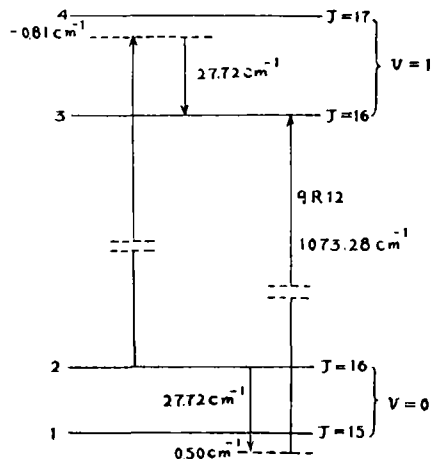


图2 9R12 CO₂光泵CH₃F分子的FIR发射过程

$$\rho_{33}^0 = 3.39227 \times 10^{-5}$$

$$\rho_{44}^0 = 2.95824 \times 10^{-5}$$

于是可得 γ_{21}^0 、 γ_{31}^0 、 γ_{42}^0 、 γ_{43}^0 以及单位体积内参加工作的分子数 N_r

$$N_r = N \sum_{m=1}^4 \rho_{mm}^0$$

其中 N 为单位体积内的气体分子数目。

(3) 设 $\mu_s = 1.79D$, $\mu_p = 0.2D$ 。

设泵的功率约为 $10MW/cm^2$, 远红外激光功率约为 $10KW/cm^2$, 可算出

$$|\beta_s| = 3.58, |\beta_p| = 40.$$

将以上各参数代进(2)–(12)中去, 通过电子计算机计算出 P 与 δ_s 、 δ_p 的关系, 并以曲线作图, 如(图3、4、5、6)所示。

下面对所得结果进行讨论:

(1) 当 $\delta_p = 0$ 时, 表示 $\omega_p = \omega_{s1}$ 这时 CO_2 激光被 CH_3F 分子共振吸收, 使处于能级 E_1 的粒子泵至能级 E_3 于是形成粒子数反转, 使处于能级 E_2 的粒子跃迁到能级 E_1 而发出远红外激光, 但是由于 *ac stark* 效应, 所发出的远红外激光频率不恰好是 $(E_2 - E_1)/h$ 而是有一定的失谐量 δ_s , 因此在(图3)(a)(其中横座标应 $\times 2$)中可见到在 $\delta_{s1} = 40.3$ 及 $\delta_{s2} = -39.1$ 处有两个 P 的峰值出现。当 $\delta_p = +50$ 时, 表示 CO_2 激光频率 ω_p 与 CH_3F 分子能级 $h\omega_{s1}$ 存在失谐量 $\delta_p \neq 0$, 这时拉曼散射过程发生并且比(a)中的单光子激光过程要强, 所以不仅在 $\delta_{s1} = 72.6$ 及 $\delta_{s2} = -21.0$ 两处出现 P 的两个峰值, 而且高低有不同, 如(图3)(b)所示。在 $\delta_p = -50$ 与 $\delta_p = +50$ 有相对称的情形同样发生。我们将这种现象称为泵频共振吸收附近的 *ac stark* 效应。从计算可知, 在 $\delta_p = -2469.29$ 附近也有类似的现象。

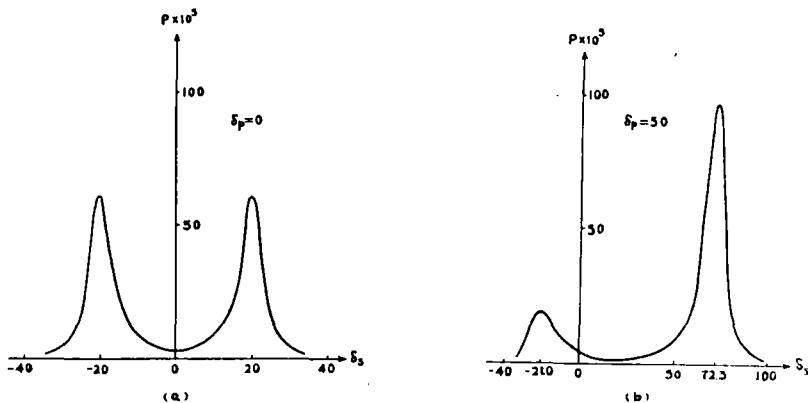


图 3 a c stark 效应

(2) 从(图3)的(a)和(b)可见, 对于一定的 δ_p , 相应的在 δ_{s1} 及 δ_{s2} 处有两个 P 的峰值出现, 如果我们将 P 为峰值下所对应的各组 (δ_s, δ_p) 作 $\delta_s \sim \delta_p$ 曲线就表示了系统的调谐行

为。(图4)就是四能级 CH_3F 分子的 $\delta_s \sim \delta_p$ 曲线,从图中我们可见到 δ_p 在相当大的范围内变化都有可调谐的远红外激光输出,可见以 CH_3F 分子气体做为工作物质具有较佳的调谐特性。

(3)从(图3)的(a)和(b)可见,对于一定的 δ_p ,相应的 δ_{s1} 和 δ_{s2} 处的 P 的峰值是有高低不同的。一个性能好的远红外激光器不仅要有好的调谐特性,还需要相应的有较高功率的输出,所以我们要讨论系统的增益特性。(图5、6)分别表示了描写增益特性的 $P \sim \delta_s$ 曲线和 $P \sim \delta_p$ 曲线。由于这两幅图中 P 对于 δ_p, δ_s 有高低不同,因此可根据对增益的最低要求在图中做一水平线,在水平线以上的 P 的值以及相应的 δ_s, δ_p 的范围才是实际有用的调谐和增益特性。

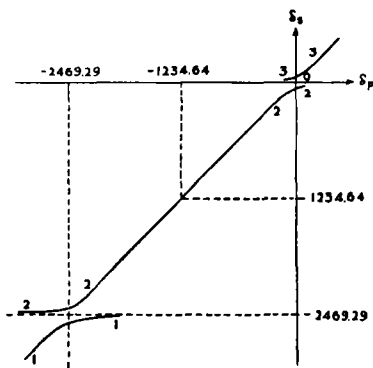


图4 四能级 CH_3F 分子的FIR激光的调谐特性

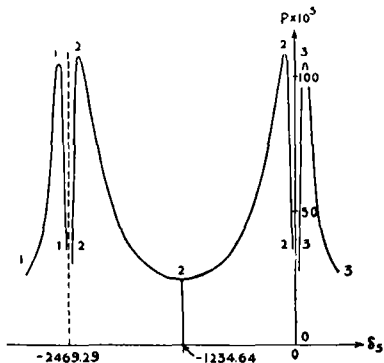


图5 四能级 CH_3F 分子的FIR激光的增益特性 ($P \sim \delta_s$ 的关系)

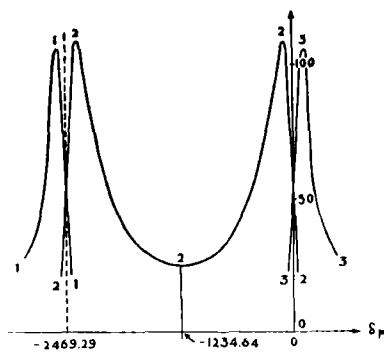


图6 四能级 CH_3F 分子的FIR激光的增益特性 ($P \sim \delta_p$ 的关系)

从以上的讨论可以得出结论:利用可选支的大功率的 CO_2 TEA激光器做泵源激发 CH_3F 分子气体,可以在大范围内的远红外激光频率的调谐。

参 考 文 献

- [1] D. G. Biron, R. J. Temkin, B. Lax and B. G. Danly, *Fourth international conference on infrared and millimeter waves and their applications*, (1979), 213.
- [2] R. J. Temkin, D. G. Biron, B. G. Danly and B. Lax, *ibid*, p232.
- [3] Richard L. Panock and R. J. Temkin, *IEEE. J. Q. E.*, QE-13 (1977), 6, 425.
- [4] S. J. Petuchowski and J. D. Oberstar, T. A. Detemple, *Phys. Rev. A*, 20, (1979), 2, 529.
- [5] Z. Drozdowicz, R. J. Temkin, B. Lax, *IEEE. J. Q. E.*, QE-15 (1979), 170.
- [6] T. A. DeTemple, *Infrared and Millimeter Waves Vol. 1 Academic Press* 1979

Tuning and Gain Characteristics of Optically Pumped Molecular Laser: Four Energy Level Approach

Gong Di Lin Yikun

Abstract

In this paper, we use the standard density matrix to set up Liouville's equations for four-level system. The equations are solved for the interaction of two laser fields with quantum system. The laser fields at frequencies ω_p and ω_s , are off resonance by δ_p and δ_s , respectively, such that $|\delta_p|, |\delta_s| \ll \omega_p, \omega_s$. The equations are solved for CH_3F molecular gases by microcomputer, and obtained the relations between imaginary part of electric susceptibility $\chi''(\omega_s)$ and δ_p, δ_s . The tuning and gain characteristics of system are discussed.

These results can be applied to the analysis of the optically pumped submillimeter laser and two-photon absorption in gases.