

高压 TE CO₂ 激光泵浦的高功率连续 可调谐远红外喇曼 NH₃ 激光器

朱 文 森

(中国科学院物理研究所)

B. K. DEKA J. R. IZATT

(美国阿拉巴马大学物理和天文系)

1987 年 5 月 12 日收到

提 要

本文报道输出能量约 4mJ (功率约 80 kW) 的连续可调谐远红外喇曼跃迁 NH₃ 激光器, 调谐范围约覆盖发射谱从 90 到 93 μm 的 70%. 分立 K 能级激光跃迁的连续调谐范围约为 30 GHz. 文中给出了典型的实验结果, 并进行了讨论.

一、引 言

在远红外波段范围, 人们利用激光泵浦各种分子获得千余条激光跃迁谱线. 特别是利用连续可调谐高压 TE CO₂ 激光泵浦 ¹²CH₃F 及 ¹³CH₃F 分子, 获得 140—600 μm 范围内的连续可调谐激光输出^[1-5]. 同时, 利用四能级系统的双喇曼激光跃迁理论^[2,6], 对其调谐机理进行了解释, 其结果基本上与实验相符合. 在最佳泵浦气压附近, 对于一个固定的 J 值, 大多数相互重迭的 K 值吸收线被激发. 这样, 在一定频率下的远红外激光增益为所有被激发 K 跃迁的作用的总和. 那么, 对于一个分立的 K 值吸收线的远红外喇曼激光调谐范围如何呢? 我们知道, NH₃ 的 ν_2 振-转吸收跃迁中 $aR(6, K)$ 各吸收线位于 CO₂ 激光 $9R$ 支强激光输出范围. 对 $K \geq 3$, 各相邻线间的间隔也较大^[7,8]. 而且利用 CO₂ 激光泵浦能得到中红外和远红外激光输出以及远红外超辐射^[9-13]. 为此, 我们选择 NH₃ 作为远红外激光介质, 希望获得一些有益的信息. 本文给出并分析了用连续可调谐 CO₂ 激光泵浦 NH₃ ν_2 带 $aR(6, K)$ 和 $sR(5, K)$ 各线获得连续可调谐远红外激光输出的特性. 考虑到 NH₃ 能级结构的特点及实验结果, 认为对 NH₃ 远红外喇曼激光的理论解释应该使用三能级系统而不是双喇曼激光跃迁的四能级系统.

二、实 验

实验装置如图 1 所示. 泵浦源为光栅调谐高压 (10—12 atm) TE CO₂ 激光器. 其主放电电极长为 30 cm, 两电极间距为 7mm. 紫外预电离电极在许多固定在陶瓷管上的铍-铜夹片构成的火花隙. 此电极放置在主电极两旁, 并与一个 35 kV 的高压电源相连

接. 主放电电源为充电 140 kV 的两级 Marx 发生器, 其注入能量为 100J/1 · atm. 激光的脉冲宽度为 50ns, 最大输出能量为 500mJ, 重复频率约为 0.5 Hz, 激光器使用带扩束器的三个反射镜式谐振腔. 扩束器由 M_1 和 M_2 构成, 为旁轴式伽利略望远镜. 它将光束扩展三倍后入射到 1501/mm 的光栅上, 这样可提高分辨率并避免光栅表面的光损伤. 一个反射率为 50% 的锗平面镜 M_3 做为第三反射镜放置在扩束器和放电管之间, 锗输出耦合镜 M_4 反射率为 60%, 曲率半径为 10 m. 从光栅 G 到输出耦合镜 M_4 , 整个腔长为 1.9 m. 通常激光输出为 300 mJ, 带宽约为 3 GHz.

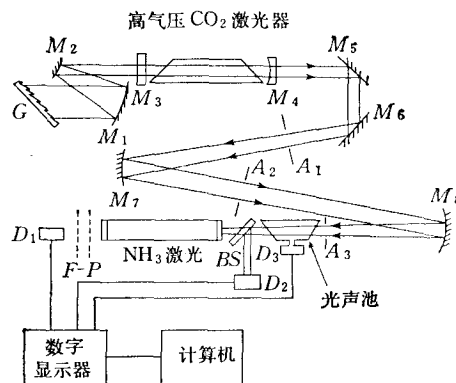


图1 远红外可调谐NH₃激光系统示意图

远红外激光管为一内径10mm长120 cm 的熔石英波导管. 其泵浦端为 NaCl 窗片, 输出端为 1mm 厚的晶体石英窗片, 它们垂直于光束(非布儒斯特角)放置. 一个适当的反射镜组合 M_7 和 M_8 , 将 CO₂ 激光束会聚到远红外激光管中, 并使泵浦光束的 TEM₀₀ 模最佳地转换为石英波导管的 EH₁₁ 模.

低气压光声池用于测量远红外激光介质 NH₃ 的吸收特性, 其吸收信号由微音器 D_1 检测. 泵浦光束的一小部分被分束器 BS 反射到热电探测器 D_2 (gentec ED 200) 以监测泵浦激光能量. 远红外激光输出用热电探测器 D_1 (eltec 420) 测量. 各探测器的信号输入到数字示波器 (tektronix 7854) 计取信号的峰值并储存和显示在示波器上. 通过转动光栅 G 以扫描泵浦激光的波长, 可得到泵浦激光的输出能量、远红外激光输出和远红外激光介质的吸收等随泵浦激光波长变化的特性. 这些数据可输入到微计算机 (HP 216) 以供分析或绘图.

远红外激光的波长用带金属栅网反射镜的扫描法布里-珀罗干涉仪 (Adkin-F 1 R 1-2VA) 测量. 在反射镜 M_7 和光栅 A_2 之间放置另一个反射镜, 将光束反射到红外光栅单色仪 (bentham-M 300) 中以测量泵浦激光的波长. 远红外干涉仪的干涉条纹以及单色仪中 CO₂ 激光波长的位置均通过上述的数字示波器和微计算机系统记录.

三、结果与讨论

实验得到的 NH₃ 远红外喇曼激光输出、NH₃ 的 $aR(6, K)$ 吸收线及泵浦 CO₂ 激光的强度之间的关系如图 2 所示. 泵浦激光强度从 9 R 12 到 9 R 18 线保持在 300 mJ 左右, 从 9 R 12 到 9 R 10, 泵浦激光强度明显减弱. 图 2 中给出各红外吸收线的线宽约为 3 GHz, 这是由于泵浦激光的带宽所决定的. 吸收谱线的间隔随 K 值的增加而增加, 对于 $K = 0-2$, 其间隔分别为 6 和 18 GHz. 由于它们相互靠近, 其喇曼激光增益曲线相互重叠, 因此我们得到一个较宽的连续调谐范围. 当 $K = 3$ 时, 我们得到单独的 K 吸收线相对应的远红外激光输出分布. 它们相对于吸收线对称分布, 共振跃迁时激光较强, 泵浦激光频率偏调加大时, 远红外输出逐渐减弱, 以致消失.

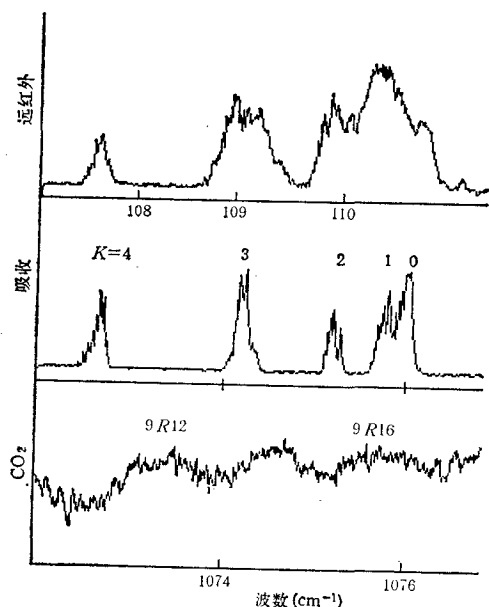


图2 NH_3 远红外激光输出强度和 NH_3 $aR(6, K)$ 红外吸收谱与 CO_2 泵浦激光间的关系 NH_3 激光管气压: ~ 22 Torr; 吸收池: ~ 4 Torr

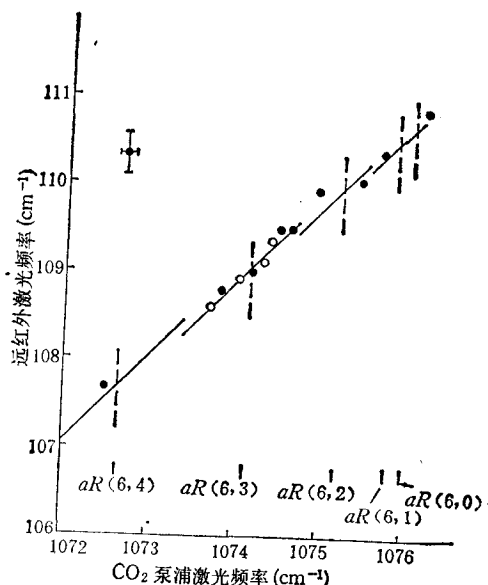


图3 NH_3 远红外激光的调谐特性 泵浦 $aR(6, K)$ 线; $\circ$ 为用频率移动的方法测量的结果

$K = 4$ 的情况和 $K = 3$ 相似, 只是远红外激光输出较弱, 而且调谐范围较小. 这可能是由于泵浦激光较弱以及相应的红外吸收也较弱所致.

对上述远红外激光波长和泵浦激光波长的测量, 我们得到如图3所示的调谐特性. 图3中每一个点是用如下方法测得的: CO_2 泵浦激光波长是通过旋转红外光栅单色仪的光栅、扫描而得到; 远红外激光波长的测量是在固定泵浦激光频率下, 改变法布里-珀罗干涉仪两反射栅网的距离, 记录约30个干涉条纹峰值取平均而得到, 其波长误差约为 $\pm 0.2 \mu\text{m}$. 图3中的实线为依据文献[8]给出的分子参数所计算的调谐曲线. 在相邻的 K 值间, 远红外激光频率有一个跳变, 其大小可表示为

$$\begin{aligned} \Delta\nu_{K, K+1} = & 2 \left(K + \frac{1}{2} \right) [(C_a - B_a) - (C_a^0 - B_a^0)] \\ & - 2 J(J+1) \left(K + \frac{1}{2} \right) (D_{JKa} - D_{JKa}^0) \\ & - [(K+1)^4 - K^4] (D_{Ka} - D_{Ka}^0) \quad K = 0, 1, 2, \dots, \end{aligned}$$

式中带上标零的字符表示基态各参数; 无上标的表示激发态参数; a 表示非对称的能级参数, 各参数值可由文献[8]得到. 此表达式仅适用于 aR 支线跃迁. 对于 $aR(6, K)$, $K = 0-4$, 两相邻 K 值间的频率跳变分别为 0.9, 2.6, 4.0 和 5.1 GHz. 从图2和图3可以看到, 在 $K = 0-2$ 时, 连续调谐范围约为 40 GHz; $K = 3$ 时的连续调谐范围约为 30 GHz; $K = 4$ 时约为 10 GHz. 因此泵浦 NH_3 的 $aR(6, K)$ 线可得到 90—93 μm 约 70% 范围的连续调谐喇曼激光输出. 此外, 我们还采用了通过改泵浦激光频率同时测量远红外激光干涉条纹移动的方法^[14]来确定其调谐性能. 在吸收线 $aR(6, 3)$ 附近, 每次改变泵浦激光频率 5—10 GHz, 测量相应的远红外激光频率移动, 测量结果用 $\circ$ 示于图3中. 在整个

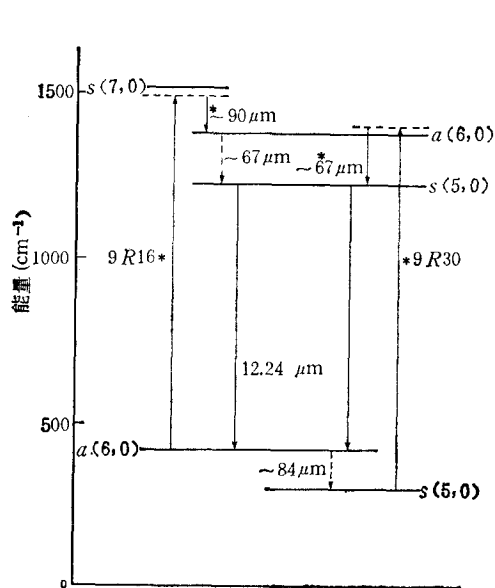


图4 同 CO_2 泵浦激光 $9R16$ 及 $9R30$ 线相关的 NH_3 振-转能级图
* 表示其频率可以调谐

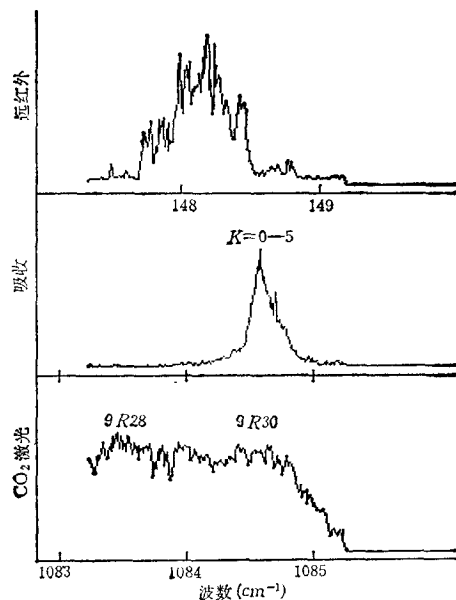


图5 泵浦 $\text{NH}_3 sR(5, K)$ 线时的远红外激光输出

波长测量中,对于每一泵浦激光频率,我们仅观测到单一的远红外激光波长。

当用 NaCl 窗片取代晶体石英窗片,并在探测器前面加上透过 $12\ \mu\text{m}$ 的滤光片时,我们探测到很弱的中红外输出。用红外光栅单色仪测量其波长约为 $12.25\ \mu\text{m}$ 。当泵浦激光频率在 $aR(6, 0)$ 吸收线附近变化时,该中红外波长并无变化。图4的左边是与 $aR(6, 0)$ 吸收线相关的能级图。由图4可见,中红外输出是由激发态到基态的联级跃迁 $aP(6, 0)$ 。我们没有观测到激发态的远红外跃迁 $sR(5, 0)$ ($67.2\ \mu\text{m}$),这可能是由于该联级跃迁较弱而在干涉仪扫描图中被 $90.4\ \mu\text{m}$ 附近的强输出所掩盖的缘故。图4的右边为 CO_2 激光 $9R30$ 线泵浦的情形。这时激发态的远红外喇曼跃迁 ($67.2\ \mu\text{m}$ 附近) 很强,其频率可随泵浦激光而调谐。同时观测到激发态 $s(5, 0)$ 到基态 $a(6, 0)$ 能级的联级跃迁 $aP(6, 0)$ ($12.245\ \mu\text{m}$), 但很弱。同样,我们没有探测到 $83.8\ \mu\text{m}$ 的基态跃迁辐射。图5给出泵浦 $sR(5, K)$ 所获得远红外激光输出、相应的红外吸收谱线和 CO_2 泵浦激光的强度分布。图5的中部是 $sR(5, K=0-5)$ 吸收谱。对于不同的 K 值,各吸收线非常靠近,其相邻谱线的间隔为 $0.2-0.5\ \text{GHz}$, 总的间隔也仅有 $1.4\ \text{GHz}^{[7]}$ 。因而用带宽 $3\ \text{GHz}$ 的激光去测量,仅得到类似 K 线宽的单一谱线,其宽度约为 $5\ \text{GHz}$ 。图5的下部是泵浦激光的强度分布。在 $sR(5, K)$ 吸收线的高频率侧几乎没有泵浦激光,因此仅能获得 $sR(5, K)$ 线低频侧的远红外激光辐射。图5的上部为远红外激光的强度分布,其调谐范围约为 $20\ \text{GHz}$ 。当泵浦激光频率在 $sR(5, K)$ 吸收峰值附近时,远红外激光很弱,几乎为零。这似乎与 CH_3F 喇曼激光的情形一样,由于振动基态对远红外的再吸收而产生这种凹陷^[6]。但是我们注意到,在 NH_3 的基态没有任何可能的跃迁与激发态远红外激光频率相近,因此这种凹陷不可能是由于基态再吸收红外光子所引起的。

激光介质的气压对远红外激光输出影响很大. 图 6 给出在一定泵浦强度下远红外激

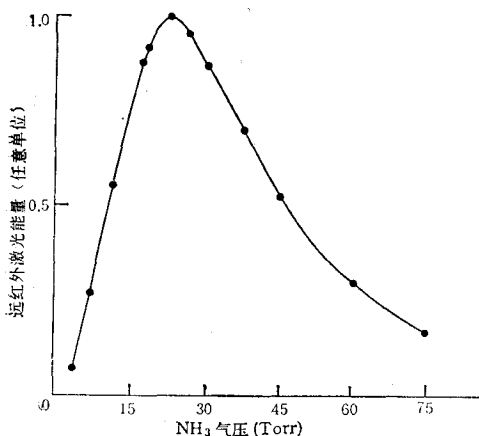


图 6 NH_3 远红外激光输出与气压的关系
 CO_2 激光, $9R16$, $\sim 300 \text{ mJ}$; 泵浦 NH_3 aR
 $(6, 3)$ 线

光强度与 NH_3 气压的关系. 当泵浦激光能量约为 300 mJ 时, 气压从 5 到 75 Torr 的范围内变化均有远红外激光输出, 其最佳气压约为 22.5 Torr . 在最佳气压下用约 250 mJ 的 CO_2 激光泵浦 $\text{NH}_3 aR(6, K)$ 线, 获得最大远红外输出能量约为 4 mJ , 其功率约为 80 kW , 相应的光子转换效率约为 16% .

除以上所述, 我们还用 CO_2 激光泵浦 NH_3 ν_2 带的其它支线, 获得了不同程度的连续可调谐激光输出, 其结果简单归纳如下. 泵浦 $sR(3, K)$ 得到与泵浦 $sR(5, K)$ 相似调谐特性的远红外激光, 其调谐范围约为 20 GHz . 泵浦 $aR(5, K=2-5)$ 得到 $113-119 \mu\text{m}$ 的调谐输出, 其特性与泵浦 $aR(6, K)$ 相似. 泵浦 $aR(1, K)$ 和 $sP(1, 0)$ 分别得到调谐范

围约 10 GHz 的远红外激光. 泵浦 $aR(0, 0)$ 线也获得了调谐远红外辐射. 对这些激光输出的特性我们将另文报道.

总观 CO_2 激光泵浦 NH_3 远红外激光特性及 NH_3 分子的光谱特性, 和 CH_3F 喇曼激光的情形不同, 我们没有观测到振动基态的远红外再吸收, 也未观测到双光子(远红外加泵浦激光频率)吸收. 这和 NH_3 的能级结构相关联. 例如用 $\nu = 1076.0 \text{ cm}^{-1}$ 的 CO_2 激光泵浦 $aR(6, 0)$ 线, 如图 4 所示, NH_3 分子从 $\nu = 0$ 的 $a(6, 0)$ 跃迁到 $\nu = 1$ 的 $s(7, 0)$ 能级, 远红外激光辐射 (110.6 cm^{-1}) 发生在 $\nu = 1$ 的 $s(7, 0)$ 到 $a(6, 0)$ 的跃迁. 而 $\nu = 0$ 的 $a(6, 0)$ 到 $s(5, 0)$ 跃迁的频率为 119.3 cm^{-1} , 和远红外激光频率相差很大. 在这种情形下, 很难设想会发生和 CH_3F 相似的双喇曼激光跃迁. 然而图 2 和图 5 表明, 激发态的受激喇曼散射产生的远红外光子会被其再吸收.

四、结 论

我们用连续可调谐高压 CO_2 激光泵浦 NH_3 分子, 获得覆盖 $90-93 \mu\text{m}$ 的 70% 范围的连续可调谐高功率远红外喇曼激光输出, 其分立的 K 能级跃迁的调谐范围约为 30 GHz . 同时观测到相应的很弱的联级跃迁. 对于激光泵浦 NH_3 中红外和远红外激光的研究及其理论分析都将是很有意义的.

本工作得到 Alabama Research Institute 的支持, 在此表示深切的谢意.

参 考 文 献

- [1] P. Mathieu and J. R. Izatt, *Opt. Lett.*, **6**(1981), 369.

- [2] D. G. Biron, B. G. Danly, R. J. Temkin and B. Lax, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-17**(1981), 2146.
- [3] J. R. Izatt and B. K. Deka, *Int. J. Infrared and Millimeter Waves*, **5**(1984), 1473.
- [4] B. K. Deka, J. R. Izatt and Wensen Zhu, A continuously tunable CH₃F Raman FIR laser, Proceedings of the International Conference on Laser '86 (Nov. 3—7), Orlando, Florida, U. S. A.
- [5] J. R. Izatt, B. K. Deka and Wensen Zhu, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-23**(1987), 117.
- [6] B. G. Danly, S. G. Evangelides, R. J. Temkin and B. Lax, "Infrared and Millimeter Waves," Vol. 12, K. J. Button ed., Academic Press, (1984), p. 195—278.
- [7] R. L. Poynter and J. S. Margolis, *Mol. Phys.*, **51**(1984), 393.
- [8] S. Urban, D. Papousek, J. Kauppinen, K. Yamada and G. Winnewisser, *J. Mol. Spectrosc.*, **95**(1983), 1.
- [9] E. J. Danielewicz, E. G. Malk and P. D. Coleman, *Appl. Phys. Lett.*, **29**(1976), 557.
- [10] T. Yoshida, N. Yamabayashi, K. Miyazaki and K. Fujisawa, *Opt. Commun.*, **26**(1978), 410.
- [11] B. K. Deka, P. E. Dyer and R. J. Winfield, *Opt. Commun.*, **33**(1980), 206.
- [12] M. Akhvarov, B. I. Vasilev, A. Z. Grasyuk, S. V. Efimovskii and S. V. Kurbasov, *Sov. J. Quantum Electron.*, **15**(1985), 953.
- [13] P. Woskoboinikow, J. S. Machuzak and W. J. Mulligan, *IEEE J. Quantum Electron.*, **QE-21**(1985), 14.
- [14] P. Woskoboinikow, H. C. Praddaude, W. J. Mulligan, D. R. Cohn and B. Lax, *J. Appl. Phys.*, **50**(1979), 1125.

HIGH POWER CONTINUOUSLY TUNABLE FAR INFRARED RAMAN NH₃ LASER PUMPED USING A HIGH PRESSURE TE CO₂ LASER

ZHU WEN-SEN

(Institute of Physics, Academia Sinica)

B. K. DEKA J. R. IZATT

(Department of Physics and Astronomy, University of Alabama, U.S.A.)

ABSTRACT

A tunable far-infrared Raman transition NH₃ laser with output energies up to 4 mJ (~80 kW) is reported. The tuning range covered more than 70% of the emission spectrum from 90 to 93 μm, and the continuous tuning range associated with individual K-level transitions is about 30 GHz. Typical experimental results are described and discussed.