

光泵远红外激光工作气体压强的最佳值*

林贻璜 杨旭东
(无线电电子学系)

摘 要

本文研究光泵远红外激光器的最佳工作气体压强。采用3能级系统模型,求解量子系统的密度矩阵方程,再用迭代运算法计算远红外激光的输出功率密度。激光器的远红外输出功率密度是泵浦激光功率密度 I_p ,泵浦频偏 x ,远红外信号的频偏 y ,工作气体压强 P 的函数。改变工作气体压强的值,可求得 I_s-P 的关系曲线。理论求得的 P 的最佳值与实验结果很好相符。

关键词 亚毫米波,远红外激光,光泵亚毫米波激光器

1 引 言

光泵远红外激光器工作气体的最佳压强问题,以往许多学者进行过研究,但他们多数是通过实验寻找激光器输出功率最大时的工作气体压强。本文通过解光泵远红外激光系统的密度矩阵方程,再采用迭代运算法,理论计算激光器的输出功率密度。在这基础上,改变工作气体的压强以及其它参数,以寻找工作气体压强的最佳值以及它与激光器的其它工作参数之间的关系。最后采用实验数据验证理论并对理论进行修正。在实验过程中,对功率的测量一般采用量热法。这种方法不易取得绝对准确数据,只能测得相对值。通过其变化规律,来考验并修正理论结果。为了不使计算过程繁琐,本文采用3能级系统模型。最后采用理论实验拟合法,对理论进行修正,获得了较满意的结果。

2 NH_3 分子的部份能级结构和系统的密度矩阵方程的解

以 NH_3 分子气体作为光泵远红外激光器的工作物质,以它为对象进行光泵远红外激光器的最佳工作气体压强的理论和实验的研究。选择TEA CO_2 9R(16)红外激光作为泵浦激光,远红外激光输出信号波长为 $90.43\mu\text{m}$ 。选 NH_3 分子 $\text{Ga}(6,0)v_2a(6,0)$ 和 $v_2s(7,0)$ 3能级系统, CO_2 激光9P(16)线与 NH_3 分子 $aR(6,0)$ 跃迁频率相差约1360MHz。假设 CO_2 激光对工作气体的作用引起的其它能级间的跃迁可以忽略不计。 NH_3 分子系统的一些光谱常数,采用文献所提供的数据^[1]:电偶极跃迁电偶极矩 μ_{ij} 之值为 $\mu_{13} = 5.8645 \times 10^{-31}\text{Coul}\cdot\text{m}$, $\mu_{32} = 2.84 \times 10^{-30}\text{Coul}\cdot\text{m}$ 。在室温条件下分子在各能级的弛豫时间:在能级1为 $T_a = (1.1 \times 10^6 \times P)^{-1}\text{s}$,其中 P 为工作气体压强以Pa为单位。在能级2和3 $T_b = (0.19 \times 10^6 \times P)^{-1}\text{s}$ 。相位弛豫时间 $\tau_{ij} = T_a$ 。

本文1988年10月22日收到

●国家自然科学基金资助项目

系统的密度矩阵方程为:

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{\partial \rho_{jj}}{\partial t} &= \frac{i\hbar}{T_1} (\rho_{jj}^0 - \rho_{jj}) + [H', \rho]_{jj} \\ i\hbar \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} &= \hbar \omega_{ij} \rho_{ij} + [H', \rho]_{ij} - \frac{i\hbar}{\tau_{ij}} \rho_{ij} \end{aligned} \quad (1)$$

其中 H' 为分子系统与电磁场相互作用的哈密顿量:

$$H' = -\vec{\mu} \cdot \vec{E}$$

电场强度 E 包括红外泵浦场强和远红外信号场强:

$$E = \frac{1}{2} \hat{E}_p \exp i\omega_p t + \frac{1}{2} \hat{E}_s \exp i\omega_s t + c.c.$$

其中 \hat{E}_p 和 \hat{E}_s 分别为交变泵浦和远红外信号电场的振幅, ω_p 和 ω_s 分别为红外泵浦和远红外信号的角频率.

令方程(1)的尝试解为:

$$\begin{aligned} \rho_{13} &= P_{13} \exp i\omega_p t \\ \rho_{23} &= P_{23} \exp i\omega_s t \\ \rho_{12} &= P_{12} \exp i(\omega_p - \omega_s)t \end{aligned} \quad (2)$$

把尝试解代入式(1)得对角元素方程为:

$$\begin{aligned} \rho_{11} &= \rho_{11}^0 - i(B_p^* P_{13} - B_p P_{31}) \\ \rho_{22} &= \rho_{22}^0 - iW(B_s^* P_{23} - B_s P_{32}) \\ \rho_{33} &= \rho_{33}^0 - iW(B_p P_{31} + B_s P_{32} - B_p^* P_{13} - B_s^* P_{23}) \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $W = T_b/T_a$; $B_{ij} = (\mu_{ij}E/2\hbar)T_a$; $i \neq j$. 对角元素方程为:

$$\begin{aligned} L_{12} P_{12} &= B_s^* P_{13} - B_p P_{32} & L_{12} &= x - y + i \\ L_{13} P_{13} &= B_p P_{13} - B_s P_{12} & L_{13} &= x + i \\ L_{32} P_{32} &= B_s^* P_{32} - B_p^* P_{12} & L_{32} &= -y + i \end{aligned} \quad (4)$$

其中 $L_{ij} = L_{ji}^*$; $P_{ij} = P_{ji}^*$; $x = (\omega_{31} - \omega_p)T_a$; $y = (\omega_{32} - \omega_s)T_a$. 为了计算激光器的输出功率的需要, 对 E_s 的值不作任何假设, 它可以远小于泵浦场强, 也可以是大于泵浦场强. 在实际的光泵远红外激光系统中, 沿着系统的光轴方向, 泵浦的能量不断地被吸收转换, 因而, 它的场强不断地衰减. 相反, 远红外激光信号不断被放大. 这样, 系统内某些部份, 远红外信号的场强完全有可能大于泵浦激光的场强. 由于不作 $E_s \ll E_p$ 的假设, 使计算复杂多了. 为了简化运算我们作了 3 能级模型的假定. 这假定引起的误差本文采用了合理的修正.

将式(1)展开为(3)和(4)式后, 求 P_{ij} 的虚部 $I_m(P_{32})$ 和 $I_m(P_{31})$ 的解, 再应用下列关系^[3], 可求得光泵远红外激光系统对远红外信号和对泵浦功率的增益系数:

$$\begin{aligned} G_s &= -(2N_v |\mu_s|^2 / \epsilon_0 \eta c \hbar B_s^*) (\omega_{32} T_a - y) I_m(P_{32}) \\ G_p &= -(2N_v |\mu_p|^2 / \epsilon_0 \eta c \hbar B_p^*) (\omega_{31} T_a - x) I_m(P_{31}) \end{aligned} \quad (5)$$

从(5)式可见,远红外信号增益系数和红外泵浦的吸收系数与各种激光器的工作参数有密切联系。光泵分子气体激光器的工作气体压强是气体激光器的重要参数,它对激光器的输出特性有着重要的影响。工作气体压强的大小直接影响分子在各能级的弛豫时间 T_a 和 T_b 。光泵激光的拉比频率 $\mu_{ij}E_p T_a / 2\hbar = B_p$ 。AC Stark 效应是光泵远红外激光的重要效应之一,AC Stark 分裂值正比于拉比频率 B_p 。因此,光泵激光器的工作气体压强的改变,将引起激光器性能的变化。压强 P 的变化将使式(5)中 N_u, T_a, T_b, B_s, B_p 和 P_{ij} 都产生变化。

光泵远红外激光的产生,是激光器的输入端热辐射的远红外部份,被样品管内被激活的分子系统放大而形成的输出端的远红外激光辐射。在上述激光过程中, B_p 沿着样品管光轴方向不断衰减, B_s 则不断增大, G_s 和 G_p 也都沿着光轴方向不断变化。为了计算系统的输出远红外功率密度,本文采用了迭代运算法^[3]。

3 光泵NH₃分子气体激光器的最佳工作气体压强

采用NH₃气体为工作物质。令泵浦功率密度 I_{p0} 、泵浦频偏 Δf_p 和样品管的长度 L 保持不变,改变工作气体压强 P 的值,计算输出端远红外激光的功率密度 I_s ,结果如图1所示。图中有两条曲线,一条是设样品管的长度 $L = 200\text{cm}$ 的结果,另一条是 $L = 50\text{cm}$ 的结果。比较这两组曲线可看出:①孤立地讨论光泵激光器的样品长度是没有意义的,因为它与其它工作参数有着密切联系。②在泵浦功率密度和样品管长度一定的条件下,工作气体压强具有一个最佳值。这现象早已被实验所证实,不过它的物理机制和它与其它参数之间的关系研究尚欠深入。③激光器的最佳工作气体压强与激光器样品管的长度关系是,在泵浦功率密度 I_{p0} 一定的情况下,样品管越短则最佳工作气体压强越高。

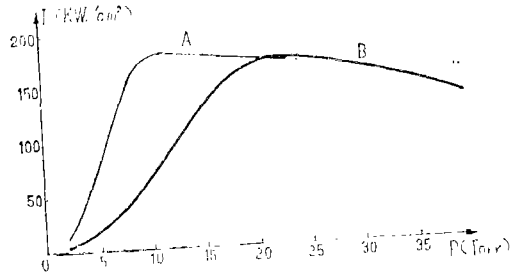


图1 光泵远红外激光器的输出功率对气体工作压强关系曲线

Fig.1 Output power of OPFIRL vs. operating gas pressure
 $I_{p0} = 3.5\text{MW/cm}^2, I_{s0} = 10^{-13}\text{W/cm}^2,$
 $\Delta f_p = 1360\text{MHz}, \lambda_{FIR} = 90.4\mu\text{m}$
 A: $y > 0, L = 200\text{cm}$; B: $y > 0, L = 50\text{cm}$

一个光泵远红外激光器,当它的样品管长度一定时,其最佳工作气体压强与泵浦功率密度有着密切关系。图2表示当样品管长为200cm时,最佳工作气体压强随泵浦功率密度的增加而升高的关系。一个值得注意的结果是,如果令样品管的长度一定,只要调节工作气体压强达到最佳值 P_{opt} ,则光泵远红外激光器工作效率(输出远红外信号功率

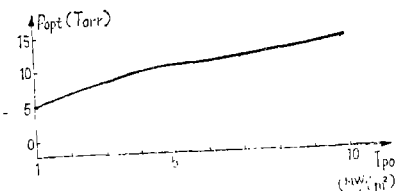


图2 NH₃光泵远红外激光最佳工作气体压强对泵浦功率关系曲线

Fig.2 Optimum operating gas pressure P_{opt} vs. pump power I_{p0} of NH₃ OPFIRL with $L = 200\text{cm}$
 $\lambda_{FIR} = 90.4\mu\text{m}, \Delta f_p = 1360\text{MHz}, L = 200\text{cm}$

除以泵浦入射功率)总是保持在50%左右,这结果与以往关于最佳泵浦功率的结果^[4]并不矛盾。文献[4]的计算条件是设样品管的长度和激光器的工作气体压强保持一定条件下的结果。

光泵远红外激光器的输出远红外激光波谱特性是激光器的重要指标之一。工作在最佳工作气体压强的光泵远红外激光的波谱特性的计算结果为图3。图中 $I_{p0} = 3.5 \text{ MW/cm}^2$, 泵浦频偏为 1360 MHz, 工作气体压强取最佳压强 $P = 9 \text{ Torr}$ 。这工作条件下, 激光器输出功率包含两条谱线, 一条在 $y < 0$ 区, 另一条在 $y > 0$ 区。前者是受 AC Stark 效应影响后的激光过程, 后者是受 AC Stark 效应影响后的拉曼过程。由于两过程间的相互作用和压力增宽效应, 远红外激光谱线宽度增宽, 而且在两谱线之间的谱区内也有一些弱远红外激光辐射。谱线不是罗伦兹线型, 也不是高斯线^[5]。由于 AC Stark 效应的影响, 当 I_{p0} 增加时, $y > 0$ 区内的谱线中心频率将偏移。 I_{p0} 从 2 MW/cm^2 增加到 8 MW/cm^2 , 这谱线的中心频率改变了近 1 GHz。

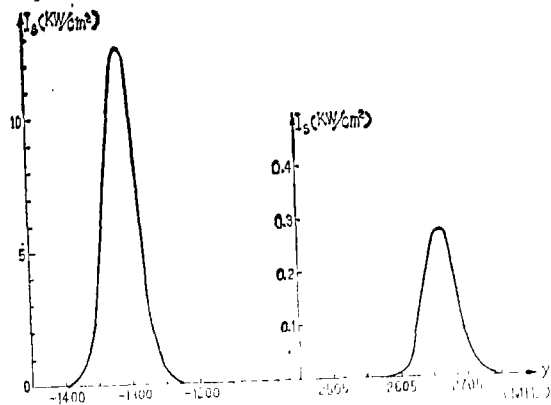


图3 NH_3 OPFIR激光输出的谱线线型
Fig.3 Line shape of the NH_3 OPFIR
 $I_{p0} = 3 \text{ MW/cm}^2$, $P = 9 \text{ Torr}$,
 $\Delta f_p = 1360 \text{ MHz}$, $L = 200 \text{ cm}$

4 光泵 NH_3 分子气体远红外激光实验

本工作采用的实验装置与普通光泵远红外激光的装置基本相同, 只是工作气体压强可以改变。激光器的样品管泵浦激光输入端, 是 NaCl 窗口。经测试发现, 我们所用的 NaCl 窗口的透过率不太理想, 而且对不同波长激光, 其透过率有所不同如表 1 所示。

表1 NaCl晶体对不同红外波长的激光的透射率

Tab. 1 The transmittivity of NaCl crystal for the infrared laser of different wavelength

CO_2 激光谱线	9R(16)	10R(14)	10R(8)	10R(6)	10P(32)
波长(μm)	9.29	10.29	10.33	10.35	10.72
透过率T%	70	80	80	78	89

从表1数据可见, NaCl窗口由于受潮、杂质以及大功率激光的辐照损伤, 都可能引起透过率下降, 而且与入射波的波长有关。图4是改变工作气体压强进行实验的结果。改变激光器的工作气体压强, 光泵远红外激光器的输出远红外激光功率将产生变化。图5是理论与实验结果比较, 其中的点线是实验曲线, 实线是理论计算曲线。从图可见激光器的工作气体压强具有一个最佳值, 这最佳值可以从实验或理论计算获得。从实验结果与理论曲线比较又可看出, 理论计算由于所提出的假设与实际不完全符合而引起一定的误差, 从图5结果可见, 理论计算得到的最佳值 P_{opt} 与实验基本相符。

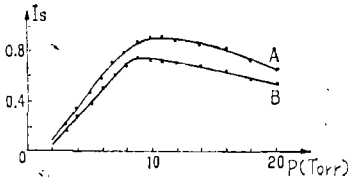


图 4 OPFIRL 最佳工作气体压强
Fig.4 Optimum operating pressure of OPFIRL 90.43μm experimental results
λ = 90.43μm, 泵浦 CO₂9R(16),
λ_{FIR} = 90.4μm, L = 200cm
A: I_{p0} = 2.5MW/cm²,
∞: I_p = 2.45MW/cm²

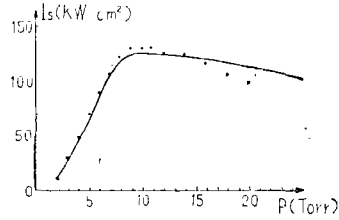


图 5 理论结果与实验结果的比较
Fig.5 Comparison of theoretical and experimental results
工作气体 NH₃, I_{p0} = 2.45MW/cm²,
I_{s0} = 10⁻¹³W/cm², Δf_p = 1360MHz,
L = 200cm
——理论曲线, ∙ ∙ ∙ 实验点 (任意单位)

5 光泵远红外激光理论的修正

为了简化理论计算, 本文提出 3 能级系统模型, 假设 NH₃ 分子系统在泵浦激光的作用下, 只有布居在 Ga(6,0)、ν₂a(6,0) 和 ν₂s(7,0) 能态的分子才参与激光过程, 而且分子所处的能态变化只限在上述 3 能级间。当然这假设只有统计意义。这假设在一定程度上有它合理的一面, 因为泵浦光是单频的, 它与从 Ga(6,0) 态到 ν₂s(7,0) 态间的跃迁频率匹配比较好, 失谐量为 Δf = 1360MHz, 光泵远红外激光实验中只有 λ = 90.43μm 的远红外激光输出, ν₂s(7,0) ← ν₂a(6,0) 的自吸收效应, 已在式(1)至(5)的计算中自然包括在内, 所以这模型是合理的。1975 年以来许多学者都采用这种模型进行理论研究^[6]。3 能级系统模型的计算结果, 在工作气体压强较低的情况下, 理论结果与实验结果符合得比较好, 但当工作气体压强较高时, 计算与实验结果的偏差就比较明显, 如图 5 所示。实际的 NH₃ 分子系统, 能级数远不只 3 个, 它内部量子跃迁频率与泵浦 CO₂9R(16) 和远红外信号 λ ≈ 90.43μm 比较接近的能级跃迁, 也远不只一对。因此, 3 能级以外的系统对泵浦和远红外信号的吸收是不可忽视的, 就是说, 式(5)的结果只能反映局部系统对远红外信号的自吸收现象, 不能反映实际系统的全面。3 能级以外的量子系统吸收泵浦能量, 对我们研究的受激发射现象没有贡献。式(5)中 N_v 与工作气体压强 P 成正比关系。同理 3 能级以外的系统对泵浦和远红外信号的吸收系数, 必然与工作气体压强 P 也成正比关系。为使理论与实际更加相符, 我们提出对式(5)的修正如下:

$$G_s = -(2N_v |\mu_s|^2 / \epsilon_0 \eta c \hbar B_s^*) (\omega_{s2} T_a - y) I_m(P_{s2}) - \alpha_s P$$

$$G_p = -(2N_v |\mu_p|^2 / \epsilon_0 \eta c \hbar B_p^*) (\omega_{p1} T_a - x) I_m(P_{p1}) - \alpha_p P$$
(6)

式中 α_s 和 α_p 的值可以通过相当繁琐的计算求得, 也可以用实验方法来确定。对不同的多光子过程, 泵浦和远红外信号的频率不同, α_s 和 α_p 的值就不一定相同。对 I_{p0} = 2.45MW/cm², I_{s0} = 10⁻¹³W/cm², x = 1360MHz, 系统中的拉曼过程即 y > 0 区, 我们取 α_s = 0.008, α_p = 0, 计算结果与实验相比较如图 6 所示。其中实验数据采用任意单位表示。图中实验与理论计算曲线变化规律符合相当好, 表明我们采用的修正方法是合理的。

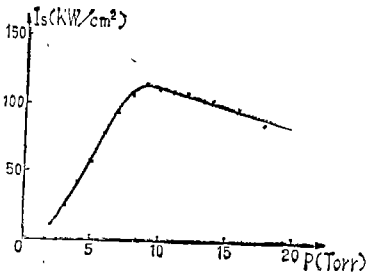


图6 经修正后的理论 I_s 对 P 的关系曲线与实验结果的比较
 Fig.6 Comparison of theoretical curve of I_s vs P after correction of the value of G_s and G_p for the losses of FIR and IR power in the laser system with experimental result
 $I_{p0} = 2.45 \text{ MW/cm}^2$, $I_{s0} = 10^{-13} \text{ W/cm}^2$, $\Delta f_p = 1360 \text{ MHz}$, $L = 200 \text{ cm}$, $A_s = 0.008$, $A_p = 0$
 ——理论曲线, ...实验点(任意单位)

6 结束语

本文对光泵远红外激光器的远红外激光输出功率密度与工作气体压强的关系进行了实验和理论研究,获得如下一些结果:

- 6.1 光泵远红外激光器的工作气体压强具有一个最佳值 P_{opt} 。它的数值可以通过实验也可以应用理论计算求得,二者所得结果是吻合的。
- 6.2 激光器的 P_{opt} 与激光器的样品管长度有关,泵浦功率密度一定时,样品管越长则 P_{opt} 的值越小。
- 6.3 激光器的 P_{opt} 值与泵浦功率密度 I_{p0} 也有密切关系,当样品管长一定时, I_{p0} 越大则 P_{opt} 值也越大。
- 6.4 理论计算当激光器工作在最佳工作气体压强情况下,激光器的工作效率(激光器的远红外输出功率密度 I_s /输入泵浦激光的功率密度 I_{p0}),基本保持不变,随泵浦功率大小的变化很少。
- 6.5 样品管内沿着光轴方向不同位置,由于工作气体对泵浦能量的吸收,泵浦功率密度值不断衰减,样品管内处处的分子对远红外激光信号辐射的贡献不相同,因此激光器输出远红外激光谱线的线型偏离了罗伦兹线型。
- 6.6 光泵远红外激光的理论模型采用3能级系统逼近是不够准确的,特别在工作气体压强较大的情况下误差较明显。这理论模型的缺点,可以在理论所求得的增益表达式中增加一个修正项来解决。修正项的值与工作气体压强成正比关系。

参 考 文 献

- [1] Chang T Y, in "Nonlinear infrared generation" Ed. by Shen Y R, Springer-Verlag, 1977
- [2] Malk D G, PhD dissertation, Illinois University Urbana USA.(1980)
- [3] Li Yao et al., *Int. J. IR-MM Waves*, 6 (1985), 1075
- [4] Lin Yikun et al., *Ibid*, 3 (1982), 553
- [5] 林贻堃等, 中山大学学报(自然科学版), 1988, 4, 36~42
- [6] Petuchowski S J et al., *IEEE J. Quantum Electron*, QE-13 (1977), 476 ;
 Panock R L et al, *IEEE J. Quantum Electron*, QE-13 (1977), 425

Study of the Optimum Operating Gas Pressure of the Optically Pumped FIR Laser

Lin Yikun* Yang Xudong

Abstract

The optimum operating gas pressure of the OPFIRL was studied theoretically and experimentally. The density matrix equation of 3-level quantum system was solved and the output FIR power density of OPFIRL was calculated by using the iteration method. The output FIR power density was a function of pumping power density I_p , pumping frequency detuning x , FIR signal frequency detuning y , operating gas pressure. The calculated optimum operating gas pressure of the OPFIRL was in good agreement with the experimental results. The correlations between the optimum operating gas pressure and other parameters such as pumping power density, the length of sample tube were clarified.

Keywords submillimeter waves, optically pumped submillimeter lasers

· 简讯 ·

多波长He—Ne激光器研制成功

理论上已经证明, 在He的 $3S_2 \rightarrow 2S_{1-10}$ 能级跃迁中, 除了 $3S_2 \rightarrow 2P_0$ 是禁戒跃迁外, 其余9条谱线都能产生激光振荡, 但是在这些可供实用的可见区 He—Ne 激光谱线, 上能级全部处于竞争状态, 因此, 随着可见区内跃迁几率最高的 633nm 谱线产生振荡, 会使其余谱线受激振荡受到抑制, 因而难以产生激光。对于543nm 绿光的产生尤其困难。

近几年来, 国内外不少研究工作者和厂家正致力于多波长He—Ne 激光器的研制。最近, 我校激光与光谱学研究所在一台有效增益区为1.1m的He—Ne激光装置中, 用宽带激光反射镜与波长选择棱镜构成谐振腔, 棱镜配置在谐振腔内, 波长选择是通过把棱镜或激光反射镜相对于光轴旋转的方法来实现的。在作实验的He—Ne 激光管中, 分别获得543 nm, 594nm, 604nm, 612nm, 633nm等5条谱线的单波长形式的独立振荡。

(源永安)

* Department of Radio and Electronics