

基于振动弛豫理论提高光抽运太赫兹激光器输出功率的研究*

张会云¹⁾ 刘蒙¹⁾ 张玉萍^{1)†} 何志红²⁾ 申端龙¹⁾ 吴志心¹⁾
尹贻恒¹⁾ 李德华¹⁾

1) (山东科技大学理学院, 青岛市太赫兹技术重点实验室, 青岛 266510)

2) (电子科技大学中山学院电子工程系, 中山 528402)

(2013年9月29日收到; 2013年10月25日收到修改稿)

以半经典密度矩阵理论和分子振动弛豫理论为基础, 研究添加适当比例缓冲气体与适当减小波导芯径对光抽运太赫兹激光器输出光强的影响. 计算结果表明, 加入适当比例缓冲气体或适当减小波导的芯径均能提高太赫兹激光的输出光强; 同时优化两个参数能进一步提高抽运激光能量转化为太赫兹激光能量的效率, 延长工作腔中的有效激活区, 延缓抽运饱和效应的出现, 提高太赫兹激光输出光强. 该研究对提高光抽运太赫兹激光器的能量转化效率、提高光抽运太赫兹激光器的输出功率及实现光抽运太赫兹激光器的小型化有重要的指导意义.

关键词: 太赫兹, 振动瓶颈效应, 缓冲气体, 芯径

PACS: 07.57.Hm, 42.72.Ai, 42.55.-f, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.63.010702

1 引言

光抽运气体分子产生太赫兹 (THz, $1 \text{ THz} = 10^{12} \text{ Hz}$) 激光器是实现光束质量好、输出功率高、常温运转、稳定输出的实用 THz 辐射源^[1-3], 在物体成像、环境科学、医疗诊断、生物工程和通讯雷达等方面有广阔的应用前景^[4-7]. 实验研究中发现, THz 激光能量转换效率距离量子效率还有较大距离^[8], 且当其抽运功率升高到一定程度输出功率会出现饱和. 理论研究^[9,10]表明, 光抽运太赫兹激光器工作气体分子的转动弛豫速率较快, 而振动弛豫速率相对慢得多, 工作气体分子从激光下能级回到基态主要通过振动弛豫过程实现. 这就造成工作气体分子在激发态低能级大量积聚, 同时基态分子被

抽空, 被称为振动瓶颈效应^[11]. 该效应致使参与激光过程的有效分子数减少, 能量转化效率降低, 限制了太赫兹波输出功率的提高. 为解决振动瓶颈效应, 研究人员在工作物质中加入缓冲气体, 发现一定比例的缓冲气体对于提高太赫兹激光器的能量转化效率和输出光强有较好的效果^[12]. 还有文献报道了波导激光器中波导芯径对激光输出特性的影响^[13], 表明适当减小波导芯径有利于提高激光器的输出效率和功率. 目前还没有文献建立系统的理论模型, 研究如何通过优化上述参数消除振动瓶颈效应、提高 THz 激光输出特性.

本文建立了添加缓冲气体、减小波导半径以及同时考虑这两个优化参数的模型, 探索基于振动弛豫理论提高太赫兹波激光输出功率的最佳优化方法及其理论依据. 研究表明, 加入适当比例缓冲气

* 国家自然科学基金 (批准号: 61001018)、山东省自然科学基金 (批准号: ZR2011FM009, ZR2012FM011)、山东科技大学杰出青年科学基金 (批准号: 2010KYJQ103)、山东科技大学科研创新团队支持计划项目 (批准号: 2012KYTD103)、山东省高等学校科技计划项目 (批准号: J11LG20) 资助, 青岛市科技计划项目 (批准号: 11-2-4-4-(8)-jch)、青岛经济技术开发区重点科技计划项目 (批准号: 2013-1-64) 和山东科技大学科技创新基金 (批准号: YCB120173) 资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: sdust_thz@163.com

体或适当减小波导的芯径均能提高太赫兹激光的输出光强;同时优化两个参数能进一步提高抽运激光能量转化为太赫兹激光能量的效率,延长工作腔中的有效激活区,延缓抽运饱和和效应的出现,提高太赫兹激光输出光强.

2 理论模型

2.1 半经典密度矩阵理论描述光抽运产生太赫兹激光过程

基于兰姆半经典理论,在受激工作物质全体分子系统内,太赫兹信号光的增益系数和工作物质对

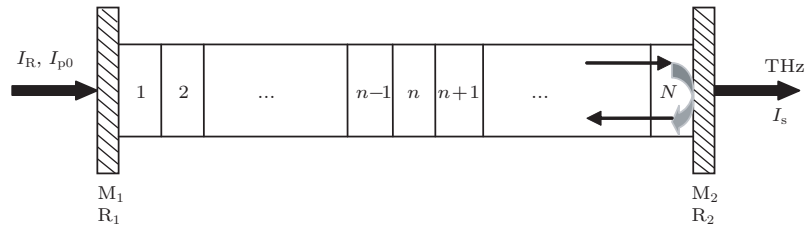


图1 工作腔 N 等份模型

2.2 振动弛豫时间对输出光强的影响

在电偶极矩近似^[14,15]下,振动弛豫时间、横向弛豫时间和纵向弛豫时间满足

$$\frac{1}{\tau_{\text{振动}}} = \sum_i \frac{1}{\tau_{\text{横向}}} + \sum_j \frac{1}{\tau_{\text{纵向}}}. \quad (4)$$

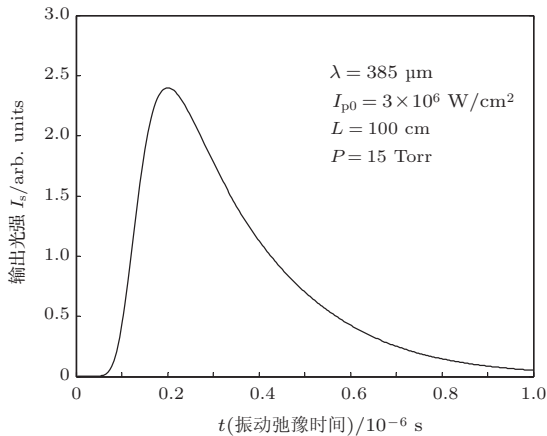


图2 振动弛豫时间与输出光强

以太赫兹工作腔长 L 为 1 m、重水工作物质的气压 P 为 15 Torr ($1 \text{ Torr} = 1.33322 \times 10^2 \text{ Pa}$)、抽运光强 I_{p0} 为 $3 \times 10^6 \text{ W/cm}^2$ 为例,当波长 λ 为 385 μm 时,我们计算了其太赫兹波输出光强与振动弛

抽运光的吸收系数^[14-17]为

$$G_s = \frac{4N_v \mu_s \omega_s}{\epsilon_0 \eta c E_s} \text{Im}(P_{32}) - \alpha_s, \quad (1)$$

$$G_p = \frac{2N_v \mu_p^2 \omega_p T_a}{\epsilon_0 \eta c h B_p} \text{Im}(P_{13}) - \alpha_p. \quad (2)$$

把工作腔分为 N 等份,如图1所示,步长为 ΔZ ,在每一步长内,可认为 G_s, G_p 为稳定值,前一段输出端的抽运光强和信号光强作为后一段的输入,以此类推计算太赫兹光强和抽运光强.工作腔只考虑超辐射^[18,19]工作方式时数值计算公式为

$$\begin{aligned} I_{p(n+1)} &= I_{pn} e^{G_{pn} \Delta Z}, \\ I_{s(n+1)} &= I_{sn} e^{G_{sn} \Delta Z}. \end{aligned} \quad (3)$$

豫时间的关系,如图2所示.计算表明,存在一个最佳振动弛豫时间.当工作腔内激光工作物质的振动弛豫时间等于该数值时,输出太赫兹光强达到最大值;振动弛豫时间大于或者小于这个最佳值时太赫兹输出光强明显下降.在 $P > 1 \text{ Torr}$ 条件下,重水气体的振动弛豫时间落在图2的峰值的右方,约为 $0.67 \times 10^{-6} \text{ s}$,因此,由(4)式得减小综合横向弛豫时间能有效的提高能量转换效率和太赫兹波的输出功率.

2.3 缓冲气体模型

针对激光过程中产生的振动瓶颈效应,建立缓冲气体作用模型^[20],如图3所示.加速 E_2 能级上积聚分子的振动退激活,填补基态抽空,使整个激光过程得以持续.

对包含工作物质分子 a 和缓冲气体分子 b 的系统,一个工作物质分子与一个缓冲气体分子由于碰撞^[21,22]而引起的横向弛豫时间满足

$$\frac{1}{\tau_{ab}} = P_{ij} N_b Q_{ab} \sqrt{\frac{8kT}{\pi}} \left(\frac{1}{m_a} + \frac{1}{m_b} \right).$$

工作腔中包含重水气体和缓冲气体的激光器,其工

作物质的综合横向弛豫时间 $\tau_{\text{横向}}$ 满足

$$\frac{1}{\tau_{\text{横向}}} = \frac{1}{\tau_{\text{aa}}} + \frac{1}{\tau_{\text{ab}}}. \quad (5)$$

加入缓冲气体后, 由 (5) 式得综合横向弛豫时间下降, 结合 (4) 式及图 2 可知会提高太赫兹输出光强.

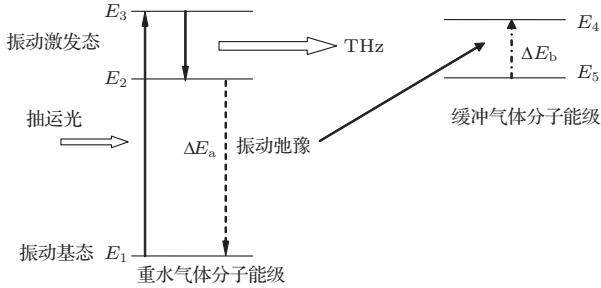


图 3 缓冲气体消除瓶颈效应模型

2.4 波导芯径消除瓶颈效应的研究

两个分子 a, b, 其碰撞前的状态为 i, k , 碰撞后的分子的状态分别为 j, l , 分子碰撞退激活的概率 [23-25] 为

$$P(a, b) = P_0(a)P_0(b)P_c V^2(a)V^2(b) \times 8 \left(\frac{\pi}{3}\right)^{1/3} \left[\frac{8\pi^3 \mu \Delta E}{(\alpha^*)^2 h^2}\right]^2 X^{1/3} \times \exp\left[-\left(3X - \frac{\Delta E}{2kT} + \frac{\theta_0}{kT}\right)\right], \quad (6)$$

其中

$$X = \frac{\mu(v_0^*)^2}{2kT} = \left[\frac{2\pi^4 \mu (\Delta E)^2}{(\alpha^*)^2 h^2 kT}\right]^{1/3},$$

$$\Delta E = hv_a(i-j) + hv_b(k-l),$$

μ 为碰撞分子对损失的质量, ΔE 为分子碰撞过程中实现的净能量转化, θ_0 是分子势能函数的最小值, α^* 是分子间的力常数, 是对应于某一 ΔE 值实现振动能量转化的最佳值.

气体分子纵向弛豫时间的计算公式为 [23]

$$\tau_{\text{纵向}} = \left\{ MP_{(a)}^{1-0} \left[1 - \exp\left(-\frac{hv}{kT}\right) \right] \right\}^{-1}, \quad (7)$$

k 为波尔兹曼因子, T 是绝对温度, M 为每个气体分子在单位时间内与其他分子碰撞的次数. 纯净气体的分子在单位时间内的碰撞次数为 $M = 4nr_0^2 \left(\frac{\pi kT}{m}\right)^{1/2}$; 气体分子与其他气体分子相互碰撞时, 碰撞次数 $M = n\pi r_0^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi} \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m^*}\right)}$. m

和 m^* 分别为两类气体分子的分子质量, n 为分子数密度.

假设波导管内的工作气体分子均匀分布, 且只有贴近波导内壁的一个单位体积的厚度内的工作气体分子能与波导内壁相碰撞, 离波导轴越远的分子与波导内壁碰撞退激活的概率就越大. 该区域内气体分子的运动等效为四个方向: 沿波导轴两个相反方向、垂直于波导轴向内和向外的两个方向. 只有垂直于波导轴向外运动的分子能够与波导内壁碰撞, 因而计算分子碰撞数时需要乘以 1/4 因子. \mathbf{M} 矢量为气体分子流密度, 方向沿波导截面径向向外. 处在碰撞区域的一个分子在单位时间内与波导壁碰撞总数为 $\oint \mathbf{M} \cdot d\mathbf{S}$, 则其与波导体积的比值 $\frac{1}{V} \oint \mathbf{M} \cdot d\mathbf{S}$ 的极限为 \mathbf{M} 的散度 $\nabla \cdot \mathbf{M}$, 分子流密度 \mathbf{M} 与波导内的分子数密度满足分子数守恒 $\nabla \cdot \mathbf{M} + \frac{\partial n}{\partial t} = 0$. 假设波导腔壁的等效分子半径为气体分子半径的 q 倍, 则波导中气体分子与波导内壁的碰撞次数计算公式为 [11]

$$M = \frac{1}{4} n \pi q r_0^2 \sqrt{\frac{8kT}{\pi} \left(\frac{1}{m} + \frac{1}{m^*}\right)}, \quad (8)$$

其中 m^* 为无限大. 则气体分子与波导内壁的碰撞引起的纵向弛豫时间为

$$\frac{1}{\tau_{\text{纵向}}} = MP_{k-l}^{i-j}(a, b) \left[1 - \exp\left(-\frac{hv}{kT}\right) \right]. \quad (9)$$

2.5 在波导内加入缓冲气体并同时缩小波导半径对光抽运波导产生太赫兹激光的影响

加入缓冲气体同时减小波导内径对工作分子振动退激活作用模型如图 4 所示.

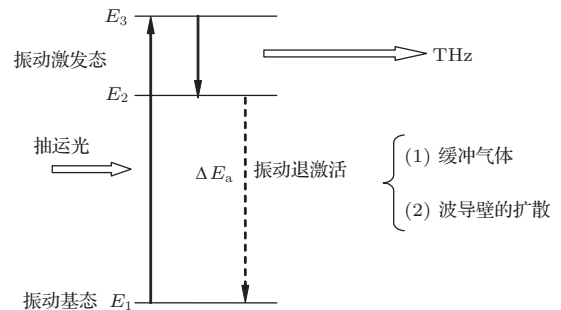


图 4 加入缓冲气体同时减小波导内径加速工作分子振动退激活模型

工作物质的振动退激活时间满足

$$\frac{1}{\tau_{\text{振动}}} = \frac{1}{\tau_{\text{aa}}} + \frac{1}{\tau_{\text{ab}}} + \frac{1}{\tau_{\text{aa}^*}},$$

式中右边第一项由工作气体分子自身振动退激活产生; 第二项为工作气体分子与缓冲气体分子碰撞退激活产生; 第三项为工作物质分子与波导内壁碰撞退激活产生. 前两项为横向弛豫时间的倒数, 最后一项为纵向弛豫时间的倒数. 图4模型促使工作气体分子的振动退激活时间更小, 更接近计算结果图2中最佳输出所对应的振动弛豫时间.

3 数值计算与讨论

3.1 缓冲气体对抽运光与信号光的能量交换过程的影响

以工作腔长 $L = 60$ cm 为例, 运用半经典密度矩阵方法分别计算纯重水、 $D_2O : SF_6 = 1 : 1$ 以及 $D_2O : SF_6 = 1 : 2$ 时, 太赫兹光强、抽运光强、太赫兹光增益系数沿工作腔轴向的变化如图5、图6和图7所示.

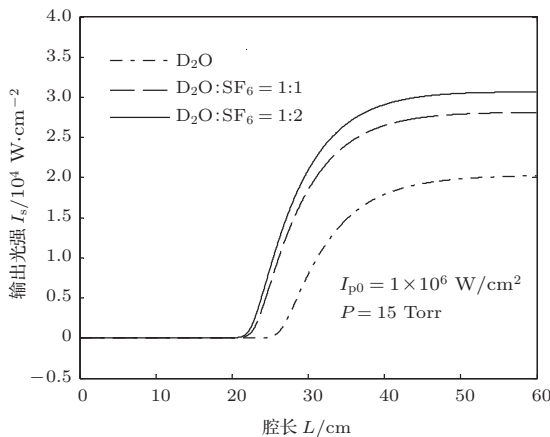


图5 不同比例缓冲气体为参数, 太赫兹光强沿工作腔轴向的变化

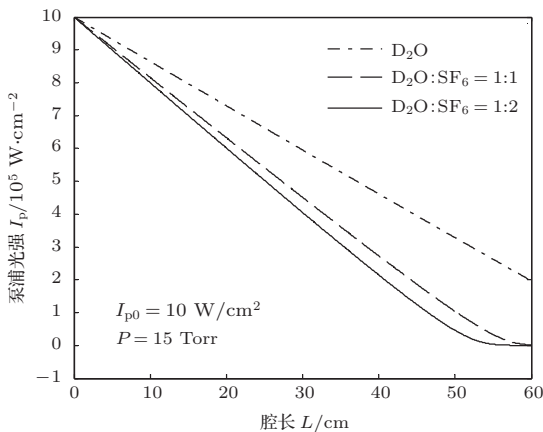


图6 不同比例缓冲气体为参数, 抽运光强沿工作腔轴向的变化

图5和图6表明, 加入缓冲气体后, 太赫兹输出光强明显提高, 同时工作物质对抽运光的吸收效率增加. 相对于纯重水气体状态, $D_2O : SF_6 = 1 : 1$ 时, 工作腔内激活区从 25 cm 增加到 33 cm, 饱和输出光强由 2×10^4 W/cm² 增大到 2.6×10^4 W/cm². $D_2O : SF_6 = 1 : 2$ 时, 输出光强增加的斜率和抽运光强减小的斜率都随之增大, 这表明抽运光和太赫兹波的能量转化的速率加快, 并与激活区的增长相配合, 实现工作腔内能量的充分、快速的吸收和转化.

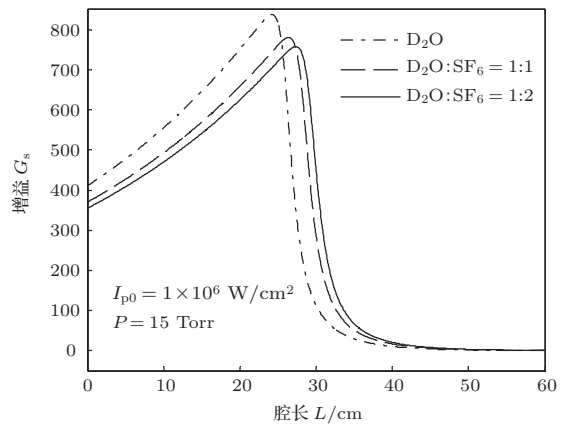


图7 不同比例缓冲气体为参数, 太赫兹光增益系数沿工作腔轴向的变化

如图7所示, 纯重水与 $D_2O : SF_6 = 1 : 1$ 、 $D_2O : SF_6 = 1 : 2$ 的工作状态相比, 后两者增益系数的峰值比前者有所降低, 但太赫兹工作腔的激活长度增加. 加入缓冲气体 SF_6 后, 保持总压强不变, SF_6 的增多意味着重水气体等量减少, 故增益系数将有所下降; 但随着缓冲气体的加入, 工作腔中有效激活区的长度明显增加, 抽运光能量得到充分吸收, 提高输出光强.

3.2 缩小波导半径对光抽运重水气体波导产生太赫兹激光的影响

温度 $T = 300$ K, 工作气压 $P = 30$ Torr, 工作腔长 $L = 60$ cm, 波导管壁的振动退激活时间与波导的半径的关系如图8所示. 计算表明: 工作气体分子与波导内壁碰撞退激活的时间随波导半径做线性变化, 波导半径越小工作气体分子与波导内壁碰撞概率越大, 因此振动退激活时间越小, 有利克服瓶颈效应.

选取抽运光强 $I_{p0} = 10^6$ W/cm², 腔长 $L = 60$ cm, 太赫兹工作腔内工作物质的分子数相同, 对于

不同的波导半径, 太赫兹光增益系数和太赫兹光强沿工作腔轴向的变化如图 9 和图 10 所示.

计算结果表明, 波导半径越小, 工作气体分子与波导内壁的碰撞退激活效果越明显, 波导腔有效激活区大幅度延长, 饱和输出光强就越大.

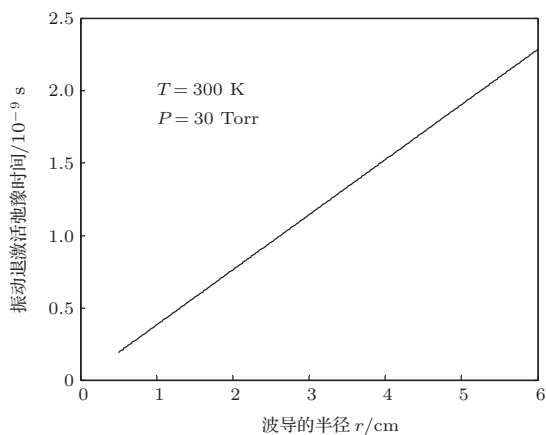


图 8 波导管壁的振动退激活弛豫时间与波导半径的关系

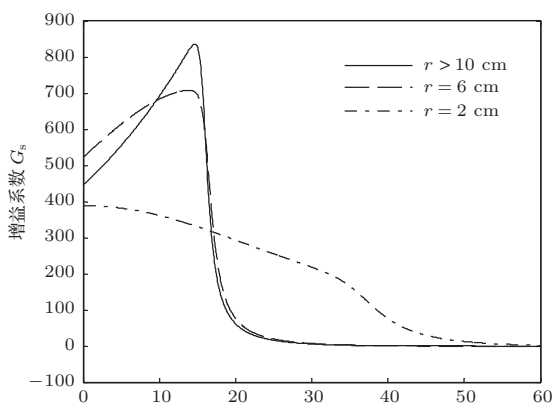


图 9 不同波导半径为参数, 太赫兹光增益系数沿工作腔轴向的变化

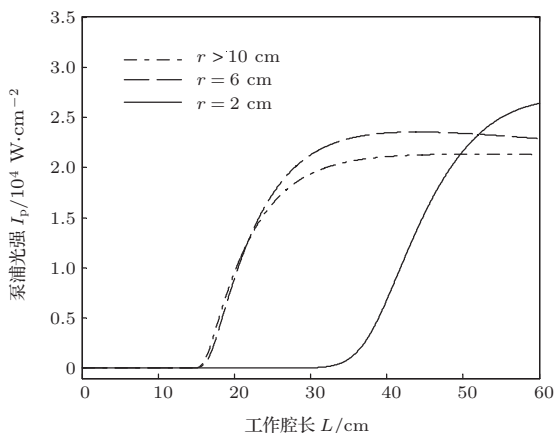


图 10 输出光强与波导半径的关系

3.3 减小波导芯径同时添加缓冲气体对太赫兹输出光强的影响

选取抽运光强 $I_{P0} = 10^6 \text{ W/cm}^2$, 腔长 $L = 60 \text{ cm}$, 波导腔内半径 $r = 2 \text{ cm}$, 太赫兹工作腔内工作物质分压相同. 当减小波导半径或加入缓冲气体两参数单独存在和同时存在时, 太赫兹光的增益系数和太赫兹光强沿工作腔轴向的变化如图 11 和图 12 所示.

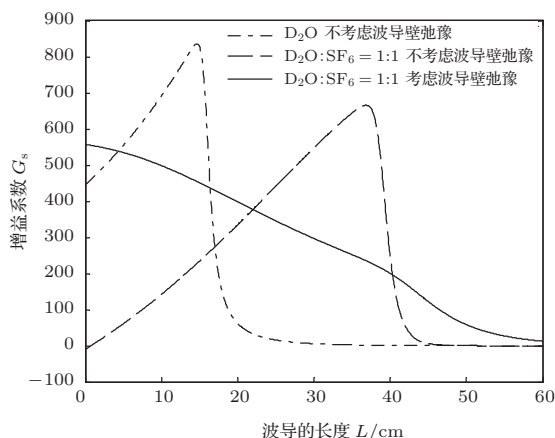


图 11 半径为 2 cm、长 60 cm 的波导腔内不同位置处的增益系数

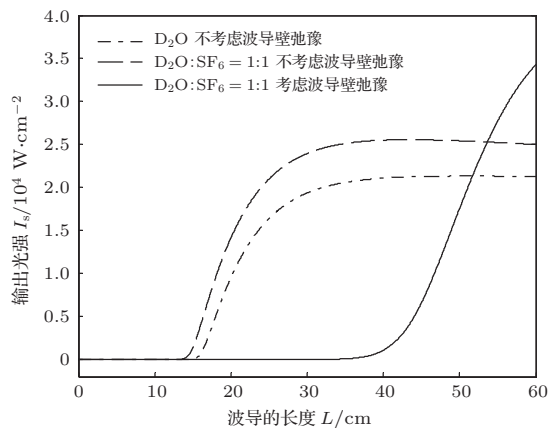


图 12 半径为 2 cm 的波导输出光强

计算结果表明, 加入缓冲气体同时缩小波导的内径, 波导有效激活区明显增长, 抽运光和信号光之间的能转化速率和效率提高, 抽运光被充分吸收, 输出光强显著增大.

4 结 论

为消除工作气体分子振动退激活速率相对缓慢而引起的振动瓶颈效应, 本文建立模型系统的从

理论上研究缓冲气体和波导芯径对消除振动瓶颈效应的作用. 研究表明, 添加适当比例的缓冲气体和缩小波导半径独立使用时, 能量转化速率、效率以及太赫兹输出光强均有提高; 两种因素同时起作用时, 优化效果优于单独使用一种方法得到的效果: 波导有效激活区明显增长, 抽运光和信号光之间的能量转化速率、效率以及输出光强均得到显著提高.

参考文献

- [1] Jiu Z X, Zuo D L, Miao L, Qi C C, Cheng Z H 2010 *Chin. Phys. Lett.* **27** 24211
- [2] Jiu Z X, Zuo D L, Miao L, Cheng Z H 2010 *Journal of Infrared Millimeter and Terahertz Waves* **31** 1422
- [3] Miao L, Zuo D L, Jiu Z X, Cheng Z H 2011 *High Power Laser and Particle Beams* **23** 2565 (in Chinese) [苗亮, 左都罗, 纠智先, 程祖海 2011 强激光与粒子束 **23** 2565]
- [4] Mueller E R, Henschke R, Robotham W E 2007 *Appl. Opt.* **46** 4907
- [5] Federici J F, Schulkin B, Huanget F 2005 *Semicond. Sci. Technol.* **20** S266
- [6] Fu S Y, Tian Z S, Yi F L J 2008 *Harbin Institute of Technology* **40** 435 (in Chinese) [付石友, 田兆硕, 衣福龙 2008 哈尔滨工业大学学报 **40** 435]
- [7] Wu L, Ling F R, Liu J S 2009 *Laser & Optoelectronics Progress* **46** 29 (in Chinese) [吴亮, 凌福日, 刘劲松 2009 激光与光电子学进展 **46** 29]
- [8] Thomas A, Detemple 1976 *IEEE J. Quant. Electron.* **12** 40
- [9] Behn R, Kjelberg I, Morgan P D, Okada T, Siegrist M R 1983 *J. Appl. Phys.* **54** 2995
- [10] Behn R, Dupertuis R, Kjelberg M A, Krug I, Salito P, Siegrist S 1985 *IEEE J. Quant. Electron.* **21** 1278
- [11] Hodges D T, Tucker J R, Hartwick T S 1976 *Infrared Phys.* **16** 175
- [12] Mansfield D K, Horlbeck E, Bennett C L, Chouinard R 1985 *International Journal of Infrared and Millimeter Waves* **6** 867
- [13] Chang T Y, Lin C 1976 *J. Opt. Soc. Am.* **66** 362
- [14] He Z H, Yao J Q, Shi H F, Huang X, Luo X Z, Jiang S J, Wang P 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 5802 (in Chinese) [何志红, 姚建铨, 时华锋, 黄晓, 罗锡璋, 江绍基, 王鹏 2007 物理学报 **56** 5802]
- [15] He Z H, Yao J Q, Shi H F, Huang X, Luo X Z, Jiang S J, Li J R, Wang P 2007 *Acta. Phys. Sin.* **56** 6451 (in Chinese) [何志红, 姚建铨, 时华锋, 黄晓, 罗锡璋, 江绍基, 李建荣, 王鹏 2007 物理学报 **56** 6451]
- [16] Zhang P, Jiang A J, Chen M N, Luo X Z, Zhang X 2004 *Journal of Optoelectronics-Laser* **15** 1040 (in Chinese) [张萍, 蒋爱军, 陈曼娜, 罗锡璋, 张迅 2004 光电子·激光 **15** 1040]
- [17] Qin J Y, Zheng X S, Luo X Z, Huang X, Lin Y K 1998 *IEEE Journal of Quantum Electronics* **34** 32
- [18] Liu Y, Xu J, Lai J Q, Xu X, Shen F, Wei Y Y, Huang M Z, Tang T, Gong Y B 2012 *Chin. Phys. B* **21** 074202
- [19] Xie H Y, Wang L, Zhao L J, Zhu H L, Wang W 2007 *Chin. Phys.* **16** 1459
- [20] Chang T Y, Lin C 1976 *J. Opt Soc Am.* **66** 362
- [21] Redon M, Gastaud C, Fourrier M 1979 *IEEE J. Q. E* **15** 412
- [22] Lawandy N M, Koepf G A 1980 *Opt. Lett.* **5** 366
- [23] Schwartz R N, Slawsky Z I, Herzfeld K F 1952 *J. Cherm. Phys.* **20** 1591
- [24] Frank I, Tanczos, 1956 *J. Cherm. Phys.* **25** 439
- [25] Dickens P G, Ripamonti A 1961 *Trans. Faraday Soc.* **57** 735

Improvement of the output power of optical pumping THz lasers based on the theory of vibrational relaxation*

Zhang Hui-Yun¹⁾ Liu Meng¹⁾ Zhang Yu-Ping^{1)†} He Zhi-Hong²⁾ Shen Duan-Long¹⁾
Wu Zhi-Xin¹⁾ Yin Yi-Heng¹⁾ Li De-Hua¹⁾

1) (*Qingdao Key Laboratory of Terahertz Technology, College of Science, Shandong University of Science and Technology, Qingdao 266510, China*)

2) (*Department of Electronic Engineering, University of Electronic Science and Technology of China, Zhongshan Institute, Zhongshan 528402, China*)

(Received 29 September 2013; revised manuscript received 25 October 2013)

Abstract

Based on the semiclassical density matrix theory and vibrational relaxation theory, the present paper studies the influences on optical pumping THz lasers output power due to adding an appropriate proportion of buffer gas and appropriately reducing the waveguide core diameter. Results prove that adding appropriate proportion of buffer gas or appropriately reducing the waveguide core diameter can increase the output of light intensity of THz laser. Optimizing the two parameters at the same time can further improve the efficiency of pumping laser energy into THz laser energy, extend the effective activation area of the working cavity, put off the appearance of the pumping saturation effect, and increase the output power of the THz lasers. This research may have a guiding significance for the THz optical pumping laser in improving energy conversion efficiency, and increasing the output power so as to bring about the miniaturization of THz optical pumping laser.

Keywords: terahertz (THz), vibrational bottleneck effect, buffer gas, core diameter

PACS: 07.57.Hm, 42.72.Ai, 42.55.-f, 42.82.Et

DOI: 10.7498/aps.63.010702

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 61001018), the Natural Science Foundation of Shandong Province, China (Grant Nos. ZR2011FM009, ZR2012FM011), the Research Fund of Shandong University of Science and Technology (SDUST), China (Grant No. 2010KYJQ103), the SDUST Research Fund (Grant No. 2012KYT-D103), the Shandong Province Higher Educational Science and Technology Program, China (Grant No. J11LG20), the Qingdao Science & Technology Project, China (Grant No. 11-2-4-4-(8)-jch), the Qingdao Economic & Technical Development Zone Science & Technology Project, China (Grant No. 2013-1-64), and the Shandong University of Science and Technology Foundation, China (Grant No. YCB120173).

† Corresponding author. E-mail: sdust_thz@163.com