

文章编号: 0258-7025(2005)04-0571-05

光源附近组织的空间分辨漫反射研究

张小娟^{1,2}, 刘 迎¹, 高宗慧¹

¹天津大学理学院物理系, 光电信息技术科学教育部重点实验室, 天津 300072
²中国民用航空学院理学院, 天津 300300

摘要 P_3 近似理论可以描述光源附近约 1 个输运平均自由程(MFP)内组织的漫反射光分布, 这个区域的光分布与组织的散射相函数有关。利用 P_3 近似理论研究了组合相函数的结构因子 α 对光源附近组织的漫反射光分布的影响。研究表明: 在输运平均自由程不变条件下, 各向异性因子的变化不引起漫射近似适用区域光分布的改变, 但对光源附近约 1 个输运平均自由程附近的光分布有很大影响, α 对漫反射率的影响远大于相函数的高阶矩对漫反射率的影响。研究结果对于使用内窥方式或对表层组织进行活体检测的空间分辨漫反射测量技术具有实际意义。

关键词 医用光学与生物技术; 相函数; P_3 近似; 空间分辨漫反射

中图分类号 Q631 **文献标识码** A

Spatial-Resolved Diffuse Reflectance of Tissue Close to Source

ZHANG Xiao-juan^{1,2}, LIU Ying¹, GAO Zong-hui¹

¹ College of Science, Key Laboratory of Opto-Electronics Information Technical Science, Ministry of Education, Tianjin University, Tianjin 300072, China
² College of Science, Civil Aviation University of China, Tianjin 300300, China

Abstract Diffuse reflectance of tissue close to source about 1 transport mean free path (MFP) can be analyzed by P_3 approximation theory, the light distribution of this area is dependent on scattering phase function of tissue. The influence of the structure factor (α) of the combined phase function on the diffuse reflectance light distribution close to source is studied in this paper. The research shows that when the transport MFP is kept constant, the light distribution close to source changes with the anisotropy factor g , but almost does not change in the region of the diffusion approximation; the influence of α on the diffuse reflectance is much more than the influence of the high-order moments of phase function on it. The research is very valuable for the in vivo measurement in endoscopic mode or in superficial tissue based on the spatial-resolved diffuse reflectance.

Key words medical optics and biotechnology; phase function; P_3 approximation; spatial-resolved diffuse reflectance

1 引言

随着激光技术在医学领域中的迅速发展, 生物组织光学参量的测定成为组织光学领域的一个研究热点^[1,2]。无创测量技术以间接测量方式获得生物组织光学参量, 其基本原理是依据光与生物组织相互作用的理论模型, 从测量反射或透射光的数据中通过反演算法得到该生物组织的光学参量。目前较成功的理论是辐射传输理论, 在其基础上的漫射近似理论已成为许多测量技术的理论依据。然而, 漫

射近似理论只能描述远离光源的光辐射分布, 从而限制了漫射近似理论的应用。例如, 当组织具有强的吸收时^[3], 需要使用内窥方式进行活体检测^[4]或需要对表层组织进行测量时^[5], 探测器与光源之间的距离很近, 以漫射近似为理论依据得到的结果与实际有很大偏差。

导致近场探测出现偏差的原因与考虑的相函数的级次有关。在漫射近似理论中, 描述组织光学性质的参量是 μ_a (吸收系数), μ_s (散射系数) 和 g (各向

收稿日期: 2004-02-27; 收到修改稿日期: 2004-06-23

基金项目: 国家自然科学基金(60278004)资助项目。

作者简介: 张小娟(1973—), 女, 天津大学光电信息技术科学教育部重点实验室博士研究生, 主要从事统计光学和生物医学光子学研究。E-mail: lzhangxj@eyou.com

异性因子), g 是相函数的勒让德级数展开式的一次项(一阶勒让德矩), 其数值等于散射角余弦的平均值。1999 年 Bevilacqua 等^[4]引入了一个与相函数的二阶勒让德矩有关的光学参量 γ 。2001 年 Kienle 等^[6]用蒙特-卡罗方法研究了漫射近似理论, 其中仅考虑一阶参量 g 给测量带来的误差, 进一步说明了引入二阶参量 γ 的必要性。2003 年我们研究了相函数的选取对测量参量 γ 的影响^[7]。

为了描述光源附近光辐射的分布, 辐射传输理论很自然成为首先考虑的理论分析工具。2001 年 E. L. Hull 和 T. H. Foste^[8]用 P_3 近似理论描述了光源附近的稳态漫反射, 并通过与实验结果比较, 说明 P_3 近似理论比漫射近似理论能更好地描述光源附近的漫反射光分布。2003 年我们在文献^[8]的研究基础上用 Tissue 相函数替代 Henyey-Greenstein(HG)相函数, 比较了两种不同的相函数对光源附近光辐射分布的影响^[9]。

由于 P_3 近似考虑了相函数的高阶矩, 因此研究相函数对漫反射率的影响是十分必要的。为了能够表示不同相函数之间的差别, 以及这种差别对 P_3 近似的影响, 本文选择组合相函数为研究对象。组合相函数的结构因子 α 变化使得相函数发生变化, 研究了 α 对光源附近组织的光辐射分布的影响。

2 P_3 近似理论

光在组织中的传输理论将生物组织看成是一种不均匀尺度在微米量级的离散随机介质, 将光看作是粒子, 将光在组织中的传播看成或是被弹性散射或是完全吸收的粒子输运过程。辐射传输方程描述了光在生物组织中的传输规律, 其定态形式为^[10]

$$\nabla \cdot L(r, s) s + \mu_t L(r, s) - \mu_s \int_{4\pi} L(r, s') f(s, s') d\Omega' = S(r, s), \quad (1)$$

其中 $\mu_t = \mu_a + \mu_s$, 散射相函数 $f(s, s')$ 描述了粒子单次散射将入射方向 s' 的光散射到方向 s 的概率分

布, $S(r, s)$ 为光源函数, $L(r, s)$ 是所要求解的辐射强度。对于均匀散射介质, $f(s, s')$ 仅是散射角 θ 的函数, 可以将 $f(s, s')$ 和 $L(r, s)$ 表示为勒让德多项式 $P_m(\cos \theta)$ 级数展开

$$f(s, s') = f(\cos \theta) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2m+1}{4\pi} g_m P_m(\cos \theta),$$

$$L(r, s) = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{2m+1}{4\pi} \varphi_m(r) P_m(\cos \theta), \quad (2)$$

这就是说, 在由勒让德函数构成的正交空间中, 相函数 $f(\cos \theta)$ 可以用一组参量 $\{g_0, g_1, g_2, \dots, g_m\}$ 表示, 辐射强度 $L(r, s)$ 可以用一组函数 $\{\varphi_0(r), \varphi_1(r), \varphi_2(r), \dots, \varphi_m(r)\}$ 表示, 而(1)式可以表示为线性微分方程组。 g_m 称为散射相函数的 m 阶勒让德矩。为了使问题简化, 在下面的分析中, 假设光源为各向同性点光源, 源函数 $S(r, s)$ 可用 $q_0/4\pi$ 来代替。 P_3 近似考虑(2)式中前四项, 即取 $m=3$, 代入(1)式后得到一个线性微分方程组

$$\begin{cases} \mu_a \varphi_0' + \varphi_1' = q_0, \\ \frac{1}{3} \varphi_0' + \mu_t^{(1)} \varphi_1 + \frac{2}{3} \varphi_2' = 0, \\ \frac{2}{5} \varphi_1' + \mu_t^{(2)} \varphi_2 + \frac{2}{5} \varphi_3' = 0, \\ \frac{3}{7} \varphi_2' + \mu_t^{(3)} \varphi_3 = 0. \end{cases} \quad (3)$$

其中

$$\begin{cases} \mu_t^{(m)} \equiv \mu_a + \mu_s(1 - g_m), \\ \varphi_m' = d\varphi_m(r)/dr, \\ g_m = \int_0^\pi P_m(\cos \theta) f(\cos \theta) \sin \theta d\theta. \end{cases} \quad (4)$$

通过对方程组(3)的联立求解, 考虑半无限均匀散射介质(参见图 1), 应用外推边界条件, 最后得到 P_3 近似下的漫反射率为^[8]

$$R(\rho) = \sum_{m=0}^3 \frac{2m+1}{4\pi} \varphi_m(r) S_m(\rho; z_0), \quad (5)$$

式中 ρ 表示探测器与光源之间的距离,

$$\begin{cases} z_0 = 1/(\mu_s' + \mu_a), & S_0(\rho; z_0) = k_1, & S_1(\rho; z_0) = k_2 \frac{z_0}{(\rho^2 + z_0^2)^{1/2}}, \\ S_2(\rho; z_0) = k_3 \frac{3z_0^2}{2(\rho^2 + z_0^2)} + k_5 \frac{3\rho^2}{2(\rho^2 + z_0^2)} - k_1 \frac{1}{2}, \\ S_3(\rho; z_0) = k_4 \frac{5z_0^3}{2(\rho^2 + z_0^2)^{3/2}} + k_6 \frac{15z_0\rho^2}{2(\rho^2 + z_0^2)^{3/2}} - k_2 \frac{3z_0}{2(\rho^2 + z_0^2)^{1/2}}. \end{cases} \quad (6)$$

其中 k_i 值与组织折射率及光探测器的数值孔径有关。假设组织相对空气界面折射率为 1.4, 探测器的数值孔径角为 1, 可得 k_i 值分别为 1.480, 1.280, 1.117, 0.985, 0.181, 0.148。

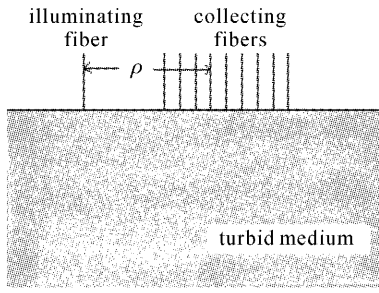


图 1 空间分辨漫反射模型

Fig. 1 Scheme of spatial-resolved diffuse reflectance

$$\varphi_m(r) = Ch_m(-\nu^-)Q_m(-\nu^-r) + Dh_m(-\nu^+)Q_m(-\nu^+r), \quad (7)$$

其中

$$\begin{aligned} C &= \frac{(\nu^-)^5 [3\mu_a\mu_t^{(1)} - (\nu^+)^2]}{12\pi\mu_a^2\mu_t^{(1)} [(\nu^+)^2 - (\nu^-)^2]}, \\ D &= \frac{(\nu^+)^5 [3\mu_a\mu_t^{(1)} - (\nu^-)^2]}{12\pi\mu_a^2\mu_t^{(1)} [(\nu^-)^2 - (\nu^+)^2]}, \\ h_0(\nu^j) &= 1, \quad h_1(\nu^j) \equiv -\mu_a/\nu^j, \\ h_2(\nu^j) &\equiv -\frac{1}{2} + \frac{3\mu_a\mu_t^{(1)}}{2\nu^j\nu^j}, \\ h_3(\nu^j) &\equiv -\frac{9\mu_a\mu_t^{(1)}}{14\mu_t^{(3)}\nu^j} + \frac{3\nu^j}{14\mu_t^{(3)}}, \\ \nu^+ &= \sqrt{(\beta + \sqrt{\beta^2 + \gamma})/18}, \\ \nu^- &= \sqrt{(\beta - \sqrt{\beta^2 + \gamma})/18}, \\ \beta &\equiv 27\mu_a\mu_t^{(1)} + 28\mu_a\mu_t^{(3)} + 35\mu_t^{(2)}\mu_t^{(3)}, \\ \gamma &\equiv 3780\mu_a\mu_t^{(1)}\mu_t^{(2)}\mu_t^{(3)}. \end{aligned} \quad (8)$$

函数 Q_m 有递归关系式

$$Q_m(x) = Q_{m-2}(x) - x^{-1}(2m-1)Q_{m-1}(x), \quad (9)$$

$$(x = \nu^j r)$$

第一项和第二项为

$$\begin{aligned} Q_0(x) &= x^{-1}\exp(x), \\ Q_1(x) &= (1-x^{-1})x^{-1}\exp(x). \end{aligned}$$

(5) 式表明漫反射率 $R(\rho)$ 是空间距离 ρ 的函数, 称之为空间分辨漫反射。(7)~(9) 式表明 $R(\rho)$ 与相函数的高阶矩有关。 P_1 近似考虑(2)式中前二项, 即取 $m=1$, 仅考虑相函数的一阶矩 g_1 (注意 $g_1=g$ 就是各向异性因子)。漫射近似条件是: $\mu'_s \gg \mu_a$, 并且探测器与光源之间的距离要大于一个由 μ'_s 和 μ_a 确定的特征长度, 即 $mfp' = 1/(\mu_a + \mu'_s)$, mfp' 称作输运平均自由程。 P_3 近似考虑了相函数的高阶矩, 因此研究相函数的差别对漫反射率的影响是十分必要的。

3 不同 α 的空间分辨漫反射辐射强度分布 $R(\rho)$

近年来许多研究^[7,11,12]发现, 一些组织的散射角分布与 HG 相函数有较大差别。因为对于实际的生物组织来说, 组织内部的粒子密度、粒径大小分布并不相同, 单一的 HG 相函数不能反映组织的这种复杂性, 因此提出了一些组合相函数。为了能够研究不同相函数对漫反射辐射强度分布 $R(\rho)$ 的影响, 通过改变组合相函数的结构因子 α , 使得相函数发生变化。采用 Tissue 相函数^[4]

$$\begin{aligned} f_{\text{Tissue}}(\cos\theta) &= \alpha f_{\text{HG}}(\cos\theta) + \\ &(1-\alpha) \frac{3}{8}(1+\cos^2\theta), \end{aligned} \quad (10)$$

$$(0 \leq \alpha \leq 1)$$

式中 α 表示组织中大粒子所占比例; $1-\alpha$, 反映了组织中小粒子所占比重; $f_{\text{HG}}(\cos\theta)$ 是 HG 相函数

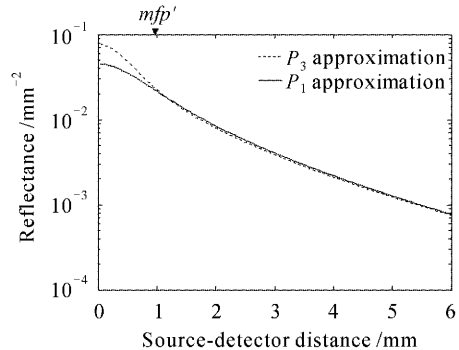
$$f_{\text{HG}}(\cos\theta) = \frac{1}{2} \frac{1-g_{\text{HG}}^2}{(1+g_{\text{HG}}^2-2g_{\text{HG}}\cos\theta)^{3/2}}. \quad (11)$$

利用(4)式, (10)式和(11)式, 容易得到 $f_{\text{Tissue}}(\cos\theta)$ 的前三阶勒让德矩

$$\begin{aligned} g_0 &= 1, & g_1 &= \alpha g_{\text{HG}}, \\ g_2 &= \alpha g_{\text{HG}}^2 + 0.1(1-\alpha), & g_3 &= \alpha g_{\text{HG}}^3. \end{aligned} \quad (12)$$

通过改变 α 值, 可以用 $f_{\text{Tissue}}(\cos\theta)$ 表示不同的相函数, 例如当 $\alpha=1$ 时, $f_{\text{Tissue}}(\cos\theta)$ 表示 HG 相函数; 当 $\alpha=0$ 时, $f_{\text{Tissue}}(\cos\theta)$ 表示瑞利散射相函数。

图 2 比较了 P_1 近似和 P_3 近似的空间分辨漫反射辐射强度分布 $R(\rho)$ 。在利用(5)~(9)式计算时, 选取 $\alpha=1$, 介质的光学参量 $\mu_a=0.01 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_s=10.0 \text{ mm}^{-1}$, $g=0.90$ 。根据所设参量值, 得到 $\mu'_m=1.00 \text{ mm}^{-1}$, $mfp'=0.99 \text{ mm}$ 。从图 2 中可以看到: 1) 在 $\rho > 1mfp'$ 区域, P_1 近似和 P_3 近似的漫反射

图 2 P_1 和 P_3 近似漫反射辐射分布Fig. 2 Radiance distribution of diffuse reflectance of P_1 and P_3 approximation

曲线几乎重合;2)距光源约1个 mfp' 以内, P_1 近似和 P_3 近似漫反射曲线明显不同,说明相函数的高阶矩对光源附近的辐射强度分布有影响。为了进一步研究这种影响,选取不同的 g 和 μ_s ,但保持 $\mu_s' = 1.00 \text{ mm}^{-1}$ 不变,得到的 $R(\rho)$ 曲线如图3所示。图3说明,在 $\rho > 1mfp'$ 区域, μ_m 和 g 约化为一个参量 μ_s' ,因此 g 的变化不影响漫反射光分布,通常将 ρ 大于几个 mfp' 的区域视为漫射近似适用的区域;而在小于1个 mfp' 区域,不同 g 值的 $R(\rho)$ 曲线差异较大,且随着 g 的增大, $R(\rho)$ 减小,并有一最低限度(当 $g = 1$ 时)。

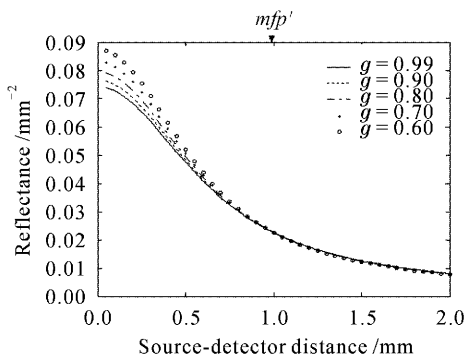


图3 当 $\alpha=1, \mu_s'=1.00 \text{ mm}^{-1}$, g 不同时, P_3 近似漫反射辐射分布

Fig.3 Radiance distribution of P_3 approximation diffuse reflectance with different g at $\alpha=1, \mu_s'=1.00 \text{ mm}^{-1}$

图4是不同 α 值的 $R(\rho)$ 曲线。计算时,选取 $\mu_a = 0.01 \text{ mm}^{-1}$, $\mu_s' = 1.00 \text{ mm}^{-1}$, $g = 0.70$ ($g = g_1 = \alpha g_{HG}$)。 α 变化时, $\mu_s' = 1.00 \text{ mm}^{-1}$ 不变。从图4可以看到:在 ρ 小于1个 mfp' 内,不同结构因子 α 的漫反射曲线不同,而在 ρ 大于1个 mfp' 区域,不同 α 值的 $R(\rho)$ 几乎重合;比较图3发现, α 对 $R(\rho)$ 的影响大于相函数的高阶矩对 $R(\rho)$ 的影响。因为

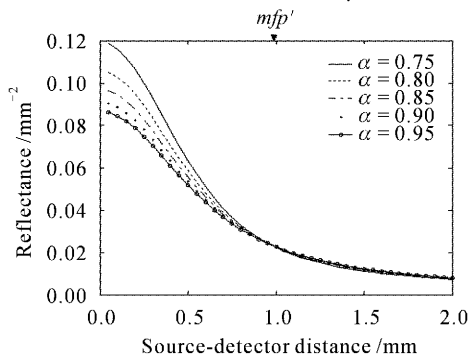


图4 不同 α 值的 P_3 近似漫反射辐射分布

Fig.4 Radiance distribution of P_3 approximation diffuse reflectance with different α

对于不同的 α 值, $f_{\text{Tissue}}(\cos \theta)$ 表示不同的相函数,这就是说当 ρ 小于1个 mfp' 区域的漫反射时,仅考虑相函数的高阶矩的影响是不够的。相函数的差别(这种差别来源于选取的相函数与组织实际相函数的差别)对漫反射率的影响更大;图4中的曲线具有相同的 g_1 ,但当 α 变化时,二阶矩 g_2 和三阶矩 g_3 变化,就是说相函数的差别体现在二阶矩 g_2 和三阶矩 g_3 对 g 的关系上,因此可以用表示这些关系的量定义组织的高阶参量。

4 结 论

运用 P_3 近似理论对光源附近组织的空间分辨漫反射光分布进行了研究。结果表明在漫射近似理论适用的测量区域,漫反射光分布与组织的相函数无关。 P_3 近似理论可以描述光源附近约1个 mfp' 内组织的漫反射光分布,这个区域的光分布与组织的相函数的高阶矩有关。当组织的相函数已知时,参量 g 的变化会使光源附近的光分布发生变化,这为我们提供了一种测量参量 g 的方法。具有完全相同光学参量 μ_a, μ_s, g 的不同散射介质,在光源附近漫反射光分布可以是完全不同的。这是因为描述这些组织散射特性的相函数是不同的,所以具有不同的二阶矩和三阶矩,并对光源附近漫反射光分布产生影响。相函数不同对 ρ 小于1个 mfp' 区域的漫反射率的影响大于相函数高阶矩的影响。因此当需要从光源附近的漫反射光分布的测量数据中反演得到组织的光学参量时,选择合适的相函数是十分必要的。研究还表明,相函数的差别体现在二阶矩 g_2 和三阶矩 g_3 对 g 的关系上,因此可以用表示这些关系的量定义组织的高阶参量,这对于基于 P_3 近似理论的空间分辨漫反射测量技术是十分必要的。研究结果对于局部和浅表等组织的医学诊断技术具有一定参考价值,同时也对如何实现活体组织的光学参量测量有一定的启发和指导意义。

参 考 文 献

- Xie Shusen, Zheng Wei, Li Buhong *et al.*. Optical properties of normal and cancerous human lung tissues irradiated by a violet Kr^+ laser[J]. *Acta Optica Sinica*, 2000, **20**(2): 229~233
谢树森,郑蔚,李步洪等. 紫激光照射人肺组织的光学特性[J]. *光学学报*, 2000, **20**(2): 229~233
- Cheng Shuying, Shen Hongyuan, Zhang Ge *et al.*. A simple measurement method of the refractive index of biotissue[J]. *Chinese J. Lasers*, 2002, **A29**(5): 450~454
程树英,沈鸿元,张革等. 一种简单的测量生物组织折射率的方法[J]. *中国激光*, 2002, **A29**(5): 450~454
- V. Venugopalan, J. S. You, B. J. Tromberg. Radiative transport in the diffusion approximation; An extension for highly absorbing media and small source-detector separations

- [J]. *Phys Rev E*, 1998, **58**(2-B): 2395~2407
- 4 F. Bevilacqua, D. Pigué, P. Marquet *et al.*. *In vivo* local determination of tissue optical properties: application to human brain [J]. *Appl. Opt.*, 1999, **38**(22): 4939~4950
 - 5 Zhang Wei, Gong Hui, Li Pengcheng *et al.*. Determination of tissue optical properties in a small source-detector separation [J]. *Acta Laser Biology Sinica*, 2003, **12**(3): 201~205
张伟, 龚辉, 李鹏程等. 一种微距测量组织光学参数的方法[J]. *激光生物学报*, 2003, **12**(3): 201~205
 - 6 A. Kienle, F. K. Forster, R. Hibst. Influence of the phase function on determination of the optical properties of biological tissue by spatially resolved reflectance [J]. *Opt. Lett.*, 2001, **26**(20): 1571~1573
 - 7 Liu Ying, Zhang Xiaojuan, Hu Youzhou. Scattering phase function of biological tissue and the properties of second-order optical parameter [J]. *Acta Optica Sinica*, 2004, **24**(7): 877~880
刘迎, 张小娟, 胡佑周. 生物组织的散射相函数及其二阶光学参量的性质 [J]. *光学学报*, 2004, **24**(7): 877~880
 - 8 E. L. Hull, T. H. Foster. Stead-state reflectance spectroscopy in the P_3 approximation [J]. *J. Opt. Soc. Am. A*, 2001, **18**(3): 584~599
 - 9 Ying Liu, Xiaojuan Zhang, Youzhou Hu *et al.*. Influence of scattering phase function on P_3 approximation [C]. *SPIE*, 2003, **5254**: 425~430
 - 10 A. Ishimaru. Wave Propagation and Scattering in Random Media [M]. Huang Runheng, Zhou Shijian transl. Beijing: Science Press, 1986. 197~200
石丸. 随机介质中光的传播和散射[M]. 黄润恒, 周诗健译. 北京: 科学出版社, 1986. 197~200
 - 11 R. Marchesini, A. Bertoni, S. Andreola *et al.*. Extinction and absorption coefficients and scattering phase functions of human tissues *in vitro* [J]. *Appl. Opt.*, 1989, **28**(12): 2318~2324
 - 12 J. R. Mourant, J. P. Freyer, A. H. Hielscher *et al.*. Mechanisms of light scattering from biological cells relevant to noninvasive optical-tissue diagnostics [J]. *Appl. Opt.*, 1998, **37**(16): 3586~3593

* * * * *

Co²⁺: LaMgAl₁₁O₁₉ 晶体对 1.34 μm 激光的被动调 Q*

1.3~1.6 μm 是在光通信等方面有重要应用的激光波段, 具有重要的研究和应用价值。被动调 Q 技术是产生较高能量脉冲激光的简单而有效的方法, 成本低廉, 结构简单, 容易实现。掺 Co²⁺ 的被动调 Q 晶体 (如: Co²⁺: YAG, Co²⁺: Y₃Sc₂Ga₃O₁₂, Co²⁺: LaMgAl₁₁O₁₉, Co²⁺: MgAl₂O₄, Co²⁺: LiGa₅O₈, Co²⁺: ZnSe 等) 可以对 1.3~1.6 μm 激光实现被动调 Q 激光输出, 调 Q 的波长范围宽, 材料的机械性能优良。因此, 目前掺 Co²⁺ 的晶体材料成为 1.3~1.6 μm 激光实现被动调 Q 激光输出新的研究热点。与其他掺 Co²⁺ 晶体相比, Co²⁺: LaMgAl₁₁O₁₉ 晶体的饱和光强比较小, 生长所用原料 La₂O₃, MgO 和 Al₂O₃ 便宜, 又不会形成对环境的污染, 可以用提拉法生长出高质量的单晶, 适合于批量化生产。

在三镜折叠腔结构中, 利用 Co²⁺: LaMgAl₁₁O₁₉ 晶体实现了对激光二极管端面抽运 Nd:GdVO₄ 晶体 1.34 μm 激光的被动调 Q 激光输出。抽运源为光纤耦合输出的激光二极管。经过聚焦系统聚焦, 在激光晶体处的抽运光斑半径为 0.2 mm, 数值孔径 NA 为 0.22。抽运端腔镜 M₁ 为曲率半径为 150 mm 的平凹镜, 平面镀 808 nm 增透膜, 凹面镀 1.34 μm 全反和 808 nm 高透的介质膜。Nd:GdVO₄ 晶体的掺杂原子数分数为 0.3%, 尺寸大小为 3 mm×3 mm×8 mm, 两端面均镀 808 nm 和 1.34 μm 双波长增透膜, 并且晶体侧面用铝箔包裹, 夹在两个水冷的紫铜块之间。折叠镜 M₃ 为曲率半径

为 100 mm 的平凹镜, 凹面镀 1.34 μm 全反膜。折叠臂的后端镜 M₂ 为平面输出耦合镜, 对 1.34 μm 透过率为 7.2%。折叠臂的长度约为 70 mm, 谐振腔总的长度约为 305 mm。为了在被动饱和吸收晶体中产生高光功率密度, Co²⁺: LaMgAl₁₁O₁₉ 晶体放置在折叠臂中的束腰位置, 即紧靠平面腔镜 M₂。实验所用的 Co²⁺: LaMgAl₁₁O₁₉ 晶体掺杂原子数分数为 0.5%, 尺寸为 3 mm×3 mm×0.2 mm, 前后两个通光面均未镀膜。在抽运功率为 25 W 时, 获得了最大平均输出功率为 500 mW 的 1.34 μm 激光脉冲输出, 脉冲宽度约为 200 ns, 重复频率约为 22 kHz, 单脉冲能量为 22.7 mJ, 峰值功率为 113.6 W。

目前光光转换效率较低, 脉冲宽度较宽, 主要原因是 Co²⁺: LaMgAl₁₁O₁₉ 晶体没有镀膜, 损耗较大, 谐振腔腔长较长。我们相信, 经过进一步优化谐振腔结构, 选择 Co²⁺: LaMgAl₁₁O₁₉ 晶体的最佳初始透过率, 并对晶体进行镀膜以减小腔内损耗, 一定能够提高转换效率, 减小脉冲宽度, 获得性能更加优良的被动调 Q 1.34 μm 激光脉冲输出。进一步工作正在研究中。

(杜晨林¹, 张怀金², 阮双琛¹, 于永芹¹,

王继扬², 蒋民华²

¹深圳大学工程技术学院, 广东 深圳 518060

²山东大学晶体材料国家重点实验室,

山东 济南 250100

* 国家自然科学基金(902 01017)资助课题。