

文章编号:1002-2082(2007)01-0063-05

抽运光对激光束空间分布影响 程度的估算方法研究

王石语¹, 王欣媛, 过 振, 蔡德芳, 文建国, 李兵斌

(西安电子科技大学 技术物理学院, 西安 710071)

摘 要: 为便于评价两种光场空间分布之间的偏离程度,引入一个数学参数 δ 进行研究。将该参数应用到谐振腔内分析了抽运光空间分布对基模振荡光光束质量的影响。这种影响主要表现为:若抽运光在激光介质中引起非均匀的增益分布,基模振荡光将偏离高斯分布。利用 δ 参数对这种影响的程度进行了定量估算。定量研究表明: δ 参数可以直观地反映泵浦光分布对激光器光束质量的影响程度,而且在激光器的设计中 δ 参数的大小可衡量泵浦光分布的优劣。对于端面泵浦二极管泵浦固体激光器(DPL),稳恒运转下最理想的抽运光分布形式是高斯型抽运光,其半径等于谐振腔的基模高斯振荡光半径。

关键词: DPL;光束质量;抽运光分布

中图分类号:TN248.4

文献标志码:A

Estimation method to eliminate effects of pumping light on space distribution of laser beam

WANG Shi-yu¹, WANG Xin-yuan, GUO Zhen, CAI De-fang, WEN Jian-guo, LI Bing-bin

(School of Technical Physics, Xidian University, Xi'an, 710071, China)

Abstract: A mathematical parameter δ is adopted to assess the different space distribution in two laser fields. The effect of the pumping light space distribution on the quality of the ground-mode oscillating beam is analyzed by applying δ in the resonant cavity. The analysis for the effect shows that the ground-mode oscillating beam will drift off the Gauss distribution if the nonequilibrium gain distribution is caused by pumping light in the laser medium. With the parameter δ , the quantitative estimation was carried out for the effect of the pump light on the quality of oscillating beam. The investigation shows that the parameter δ , can directly represent the effect of pumping light distribution on the beam quality of laser, and the value of the parameter δ can be used to judge the pumping light distribution quality. As for the end-pumping DPL with continuous operation, the most ideal distribution mode of the pumping light is the Gauss pumping light and its diameter is equal to that of the fundamental-mode Gauss oscillating beam of the resonant cavity.

Key words: DPL; beam quality; distribution of pumping light

收稿日期:2006-10-15; 修回日期:2006-11-10

基金项目:国家重点实验室基金资助项目(51438010205DZ0101)

作者简介:王石语(1966—),男,陕西临潼人,博士,西安电子科技大学技术物理学院教授,主要从事新型激光器件与技术的研究工作。E-mail:yshi@mail.xidian.edu.cn

引言

实际应用中,对激光器产品的重要要求之一体现在光束质量上^[1-3]。激光大气光通讯、激光雷达、激光测距、激光测量和激光电子对抗等领域所采用的激光,一般都要求其光束的空间分布为基模近高斯光分布。可以说,这种应用中,光束空间分布同基模高斯光的接近程度是决定其对应用效果的重要因素之一。对于激光的光束质量通常用 M^2 因子进行评价。 M^2 因子本质上也是通过将实际光束的空间特性同基模高斯光进行比较所引入的评价方法^[4],这种评价方法虽然具有许多独特的优点。但由于它未能直接指出实际光空间分布同高斯分布的偏离程度,故而往往很难将影响光束质量的各种因素同 M^2 因子建立起直接的联系。因此,这种评价方法通常无法明确给出抑制或消除影响泵浦光光束质量不利因素的具体措施,限制了产品光束质量的研制目标对研制过程的指导效果。本文通过引入一个直接评估2种光场偏离程度的数学参数 δ ,分析了DPL中抽运光分布对振荡激光光束质量的影响,从中可直观地看出抑制这种不利影响的技术路线。

1 评估2种光场偏离程度的数学参数

衡量光场间的偏离程度是评价引起这种偏离大小的重要基础。假定空间传播2种不同的光场,其截面光场分别为 $\Phi(x,y)$ 和 $\Psi(x,y)$ 。如果只考虑分布,则一个光场的常数倍实际上和原光场的分布是相同的。于是,我们可以通过(1)式直接评价光场 $\Psi(x,y)$ 对于 $\Phi(x,y)$ 的偏离程度:

$$\delta = \frac{\iint |\Psi(x,y) - k\Phi(x,y)|^2 ds}{\iint k^2 |\Phi(x,y)|^2 ds} \quad (1)$$

式中 k 是待定参数。应选择适当的 k 值,使得(1)式取值达到最小。此时,(1)式对 k 的一阶导数应该等于0,即

$$\frac{d}{dk} \left(\frac{\iint |\Psi(x,y) - k\Phi(x,y)|^2 ds}{\iint k^2 |\Phi(x,y)|^2 ds} \right) = 0 \quad (2)$$

为了求解方便,引入以下参数:

$$A = \iint \Psi(x,y)\Psi(x,y)^* ds \quad (3)$$

$$B = \iint \Psi(x,y)\Phi(x,y)^* ds \quad (4)$$

$$C = \iint \Phi(x,y)\Phi(x,y)^* ds \quad (5)$$

于是,(1)式和(2)式可写为

$$\delta = \frac{A - k(B + B^*) + k^2 C}{k^2 C} \quad (6)$$

$$\frac{d}{dk} \left(\frac{A - k(B + B^*) + k^2 C}{k^2 C} \right) = 0 \quad (7)$$

通过运算,求得

$$k = \frac{2A}{B + B^*} \quad (8)$$

代入(5)式,有

$$\delta = 1 - \frac{(B + B^*)^2}{4AC} \quad (9)$$

(9)式给出了描述 $\Psi(x,y)$ 对于 $\Phi(x,y)$ 偏离程度数学参数 δ 的定义。

$\Psi(x,y)$ 对于 $\Phi(x,y)$ 的偏离原因,通常可认为是 $\Phi(x,y)$ 受到了某种调制,这种调制过程可表示为

$$\Psi(x,y) = G(x,y) \times \Phi(x,y) \quad (10)$$

考虑(10)式,则(3)式和(4)式可分别表示为

$$A = \iint G(x,y)\Phi(x,y)G(x,y)^*\Phi(x,y)^* ds \quad (11)$$

$$B = \iint G(x,y)\Phi(x,y)\Phi(x,y)^* ds \quad (12)$$

当 $G(x,y)$ 为实函数时,有

$$B = B^*$$

于是,有

$$\delta = 1 - \frac{B^2}{AC} \quad (13)$$

(9)式或(13)式便是描述2种光场偏离程度的数学方法,这里称之为 δ 参数。

2 抽运光分布对基模振荡光偏离高斯分布的影响

谐振腔内振荡的基模光束每次通过增益区域时均要受到增益介质的作用,导致光场分布发生变化。在端面泵浦条件下,对于吸收长度比较小的激光介质,可认为激光增益发生于泵浦端面附近的薄层内^[5]。整个增益区域对泵浦光的作用可以归结为这个薄层对振荡光光束的影响,其影响程度主要取决于受激辐射在该层内所产生的光子数的分布情况。这种分布对振荡光光束质量有影响,其影响主要归因于:

- 1) 每点所增加光子的位相和经过该点的振荡光相位是否相同;
- 2) 不同点新增加的光子数的空间分布经过该平面振荡光的空间分布是否相同。

显然,由于新增光子以受激发射为主,故第1

个原因可以忽略。如果该薄层内增益分布不均匀,那么第2个原因将导致光场分布发生变化。就基模高斯振荡而言,由于第2个原因的存在将会导致振荡光对高斯分布的偏离,因此通过对第2个原因的分析来推断振荡光分布对增益分布的影响。

设该薄层为 (x, y) 坐标变化的二维平面,薄层的增益分布为 $G(x, y)$,振荡光每次经过该区域时均受到该函数的调制而发生变化。设经过该区域以前的光场函数为 $\Phi(x, y)$,经过该区域以后的函数为 $\Phi'(x, y)$,则有下面关系式:

$$\Phi'(x, y) = G(x, y) \times \Phi(x, y) \quad (14)$$

由于 $G(x, y)$ 不改变振荡光的相位,故 $G(x, y)$ 为实数,于是可利用(5)、(11)、(12)和(13)式估算每次振荡光通过增益区后光场分布发生的改变量。

在这种情况下,只要将 $\Phi(x, y)$ 看成是相应谐振腔的基模高斯光,便可利用(13)式估算增益分布对基模光偏离高斯分布的影响程度。

在图1所示的谐振腔中,对于稳态运转的激光器,估算的关键是求解 $G(x, y)$ 。这里针对端面泵浦Nd:YAG进行分析。

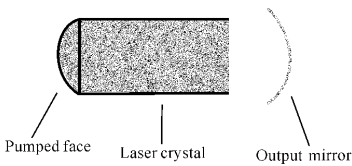


图1 端面泵浦谐振腔

Fig.1 Schematic diagram of end-pumped laser cavity

在端面泵浦Nd:YAG介质中,考虑垂直激光传播方向的一个微小截面,假定在该截面内,反转粒子的分布是均匀的。该横截面内沿激光传播方向分布的所有激活介质构成一个微小区域,该区域通过激光的增益倍数取决于反转粒子数的多少。当反转粒子数变为原来的 m 倍时,增益会变为原来值的 m 次方^[6]。定义该区域的反转粒子数面密度为

$$N(x, y) = \int n(x, y, z) dz \quad (15)$$

式中 $n(x, y, z)$ 为介质内的反转粒子数密度。

如果该区域的反转粒子数为 $N_0 ds$ (ds 为微分截面积),增益倍数为 G_0 ,则当反转粒子数变为 $N(x, y)$ 时,该区域的增益 $G(x, y)$ 可表示为

$$G(x, y) = G_0 \frac{N(x, y)}{N_0} \quad (16)$$

当激光器处于连续稳态运转时,在激光振荡的往返时间 Δt 内,下面的关系式成立:

$$N_p(x, y) \Delta t = \frac{N(x, y)}{\tau} \Delta t + \Phi(x, y) \times$$

$$(G(x, y) - 1) \quad (17)$$

式中: $N_p(x, y)$ 表示单位时间泵浦到上能级的粒子数面密度,它和同一位置的泵浦光强度成正比; τ 表示上能级粒子的寿命; $\Phi(x, y)$ 表示一个振荡往返周期内通过该截面位置的振荡光子数面密度。

求解(16)和(17)式便可以得到 $G(x, y)$ 的解析解。这里做一个近似处理,考虑(17)式,由于一般情况下激光介质的上能级粒子数接近阈值时的上能级粒子数(假定它们相等)。设在阈值时单位时间泵浦到上能级的粒子数面密度为 $N_i(x, y)$,这时腔内的振荡光子数接近0,则有

$$N_i(x, y) \Delta t = \frac{N(x, y)}{\tau} \Delta t$$

亦即

$$N(x, y) = N_i(x, y) \tau \quad (18)$$

将(18)式代入(17)式,则有

$$N_p(x, y) \Delta t = N_i(x, y) \Delta t + \Phi(x, y) \times (G(x, y) - 1)$$

于是有

$$N_p(x, y) \Delta t - N_i(x, y) \Delta t = \Phi(x, y) (G(x, y) - 1) \quad (19)$$

(19)式右边表示 Δt 时间内补充到上能级阈值以上的粒子数,这部分粒子数主要用来抵消同一时间由于激光受激辐射所引起的上能级粒子数的消耗。设谐振腔总的往返损耗系数为 σ ,则有

$$\iint (N_p(x, y) \Delta t - N_i(x, y) \Delta t) ds = \sigma \iint \Phi(x, y) ds \quad (20)$$

可以将光子数分布 $\Phi(x, y)$ 看成是理想高斯分布形式,即

$$\Phi(x, y) = N_\Phi \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2}\right) \quad (21)$$

式中: ω 为幅度分布的高斯半径; $\omega/\sqrt{2}$ 为强度分布的高斯半径。

于是又有

$$\sigma \iint \Phi(x, y) ds = \frac{\sigma \pi \omega^2}{2} N_\Phi \quad (22)$$

$N_p(x, y)$ 和 $N_i(x, y)$ 正比于相应的泵浦光强度 $I_p(x, y)$ 和 $I_i(x, y)$,若以 $I_0(x, y)$ 表示归一化的泵浦光强度分布,则有

$$N_p(x, y) = N_{pc} I_0(x, y) \quad (23)$$

$$N_i(x, y) = N_{ic} I_0(x, y) \quad (24)$$

从而,(20)式的左边为

$$\iint (N_p(x,y)\Delta t - N_i(x,y)\Delta t)ds = (N_{pc} - N_{ic})\Delta t \quad (25)$$

将(22)和(25)代入(20)式,有

$$N_\phi = \frac{2(N_{pc} - N_{ic})\Delta t}{\sigma\pi\omega^2} \quad (26)$$

结合(19)、(21)、(23)、(24)及(26)式,便有:

$$G(x,y) = 1 + \frac{\sigma\pi\omega^2}{2} I_0(x,y) \exp\left(\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2}\right) \quad (27)$$

(27)式即为端面泵浦情况下稳态运转激光器介质中增益分布的计算方法。根据(27)式获得端面泵浦条件下的增益分布后,利用(5)、(11)、(12)和(13)式便可计算光场偏离高斯分布的程度。

图1选择取的谐振腔的长度为100 mm,泵浦端面半径为0.5 m的球面全反射镜,输出端面有一定透过率的平面反射镜。假定泵浦光为高斯分布,在腔损耗保持不变的情况下,改变泵浦半径,计算抽运光分布对振荡光基模的影响。图2为计算得到的曲线图(其中曲线1对应的往返损耗率为45%,曲线2对应的往返损耗率为40%,曲线3对应的往返损耗率为30%)。

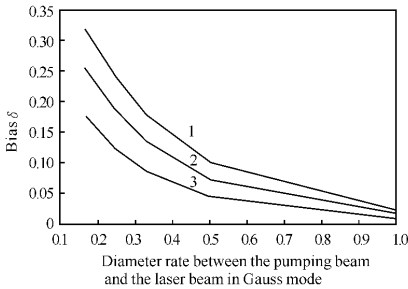


图2 基模振荡光对高斯分布的偏离程度

Fig. 2 Curves of bias on which the fundamental-mode laser beam is apart from the Gauss mode

通过对谐振腔光场运动方程进行反复迭代运算,可以模拟出这种情况下光束质量因子(M^2)的变化情况^[7-9],如图3所示(腔内往返损耗为5%,曲线1对应的输出镜透过率为40%,曲线2对应的输出镜透过率为35%,曲线3对应的输出镜透过率为25%)。

比较图2和图3可以看出:2图具有相同的变化趋势。这说明, δ 参数值能够正确反映抽运光引起基模振荡光偏离高斯光的程度。在设计谐振时,可直接利用泵浦光分布计算 δ 参数,而光束质量因子的计算则须大量的迭代运算。

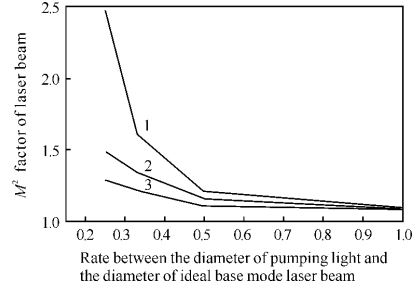


图3 抽运光对基模振荡光光束质量因子的影响

Fig. 3 Influence of pumping light on M^2 factor of fundamental-mode laser beam

由 δ 参数的计算可以看出,只要增益分布接近均匀分布,泵浦光分布对振荡光基模的影响将会大大降低。利用(27)式可以得出以下结论:对于稳恒运行的激光器,只要泵浦光接近高斯分布,而且其半径和振荡光的高斯半径接近,则泵浦光对基模振荡光光束空间分布的影响可以忽略。

3 结论

通过引入 δ 参数描述抽运光分布对基模振荡光偏离高斯分布的影响程度,可直接将抽运光分布和振荡光光束质量联系起来。在激光器的设计中,可指导耦合系统和谐振腔的设计。虽然 δ 参数用来比较同一个谐振腔内不同抽运光分布对光束质量的影响,但由于谐振腔内影响光束质量的因数很多^[10],故不同谐振腔之间进行比较时,还应考虑其他谐振腔参量对 δ 参数评价效果的影响。

参考文献:

[1] LAPORT Paolo. Design criteria for mode size optimization in diode-pumped solide-state lasers[J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1991,27(10):2319-2326.

[2] 杨鸿儒. 新概念高能激光武器与强激光光学计量检测技术[J]. 应用光学,2005. 26(2):1-6.

YANG Hong-ru. The novel high-energy laser weapons and optical metrology test technology for high-energy laser [J]. Journal of Applied Optics, 2005. 26(2):1-6. (in Chinese)

[3] 梁燕熙. 光学计量技术在月球探测工程中的作用[J]. 应用光学,2006. 27(1):1-4.

LIANG Yan-xi. Application of optical metrology technique in moon exploration project [J]. Journal of Applied Optics, 2006. 27(1):1-4. (in Chinese)

[4] 高春清,WEBER Horst. 激光光束传输因子 M^2 的一

些问题[J]. 光子学报,2001(2):240-242.

GAO Chun-qing, WEBER Horst. On the problems of the beam propagation factor M^2 [J]. Acta Photonica Sinica,2001,30(2):240-242. (in Chinese)

[5] 王石语, 过振, 文建国, 等. 连续激光二极管抽运的调Q 高重复率Nd:YAG 激光器研究[J]. 光学学报, 2000,29(11):1467-1472.

WANG Shi-yu, GUO Zhen, WEN Jian-guo, et al. CW diode laser pumped Q-switched high repetition rate Nd:YAG laser[J]. Acta Optica Sinica,2000,29(11):1467-1472. (in Chinese)

[6] 王石语, 薛海中, 蔡德芳, 等. 泵浦光束空间分布对DPL 性能的影响[J]. 西安电子科技大学学报,2003,30(1): 76-80.

WANG Shi-yu, XUE Hai-zhong, CAI De-fang, et al. Study of the effect of the distribution of pumping light on the diode pumped solid-state laser [J]. Journal of Xidian University,2003,30(1):76-80. (in

Chinese)

[7] 凌东雄, 李俊昌, 李行一. 衍射受限光学系统激光光场的数值模拟[J]. 激光技术,2002,26(4):284-286.

LING Dong-xiong, LI Jun-chang, LI Xing-yi. Numerical simulation of laser field across the diffraction-limited optics system [J]. Laser Technology,2002,26(4):284-286. (in Chinese)

[8] BUTKOVSKII A B. Calculations of the mode structure of a planar optical resonator of a solid-state laser [J]. Soviet Journal of Quantum Electronics, 1980,10(4):417-419.

[9] ZAIKIN A P, Molevich N E. Structure of the optical field of a wide-aperture laser with a saturable filter [J]. Quantum Electronics, 1999,29(11):952-956.

[10] INNOCENZI M E, YURA H T, FINCHER C L, et al. Fields thermal modeling of continuous-wave end-pumped solid-state lasers[J]. Appl Phys Lett, 1990,56(19):1831-1833.

日本科学家研制出太赫兹探测器

检测太赫兹(THz)辐射是一件非常麻烦的事。太赫兹波适用于各种成像应用,因为太赫兹波与许多材料都不会发生强烈的相互作用。但是,如果太赫兹波不被吸收,将不会被检测到。日本的研究人员演示了一种直接检测超导隧道结的太赫兹探测器。其灵敏度高、波段宽,可缩放到任何的阵列规格。

Selichiro Ariyoshi 带领团队与埼玉大学和日本国家天文台的科学家合作制造了原理验证探测器。这种探测器采用了直径约140 μm 的天线,可对0.3~1.2 THz 的波段作出响应。超导微带线置于天线的对称轴上,沿对称轴分布6 对铝超导隧道结。隧道结彼此隔开以在0.66 THz 上获得最高的灵敏度。

将每个隧道结的电流相加,可获得从0.6 THz 到0.72 THz 的宽带响应。当在0.3 K 下工作时,漏电流不到1 pA/ μm^2 ,灵敏度达到 $10^{-16}/\text{Hz}^{1/2}$ 。动态范围为76 dB,比半导体测辐射热计的动态范围高出20 dB,响应时间比测辐射热计的短1 ms。

为演示验证超导隧道结探测器的性能,研究人员用太赫兹辐射聚焦波束对不透明试样进行扫描成像。

当以200 μm 分辨率对50 mm×50 mm 区域进行扫描时,由于数据采集和传输速度的影响,采集时间延长到了40 min,但单像素探测器的信噪比高,足以使采集更快。100 像素的阵列能在1 s 内扫描6 mm×6 mm 的区域。

探测器的最高光谱响应度取决于沿微带分布的超导隧道结的大小和间距。因为天线具有宽光谱响应,改变隧道结的大小和位置并利用探测器每个探测元的本征带通滤波特性,就可以制作出多光谱阵列。

研究人员正测试在400 μm 厚的5 mm×5 mm 蓝宝石衬底上制作的6×6 元探测器阵列。为了把探测器的噪声减到最小,研究人员同时还在研制可将探测器温度保持在0.3 K 的制冷器。

需要通过0.66 THz 的大气透射窗口进行天文观测。在这种辐射通量低的情况下,探测器的灵敏度至关重要。探测器的可调谐性使得对太赫兹辐射源的要求不高,有助于太赫兹成像系统的设计和应用。

(昌 强)