

# 单斜结构的 $\text{Yb}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ 晶体光谱 和激光性质的各向异性\*

万 勇<sup>1)†</sup> 韩文娟<sup>1)</sup> 刘均海<sup>1)</sup> 夏临华<sup>1)</sup> Xavier Mateos<sup>2)</sup>

Valentin Petrov<sup>3)</sup> 张怀金<sup>4)</sup> 王继扬<sup>4)</sup>

1) 青岛大学物理科学学院, 青岛 266071)

2) Física i Cristal·lografia de Materials, Universitat Rovira i Virgili, C/ Marcel·li Domingo, s/n, E-43007 Tarragona, Spain)

3) Max-Born-Institute for Nonlinear Optics and Ultrafast Spectroscopy, 2A Max-Born-Str., D-12489 Berlin, Germany)

4) 山东大学晶体材料国家重点实验室, 济南 250100)

(2008 年 1 月 24 日收到, 2008 年 6 月 5 日收到修改稿)

研究了  $\text{Yb}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$  晶体对非偏振抽运光的吸收以及连续波激光振荡性质. 晶体结构的低对称性导致晶体光谱呈强烈各向异性, 最强的吸收和发射都发生在平行于  $N_m$  主轴的偏振方向上.  $N_g$  切向晶体具有最高的非偏振抽运光吸收效率和最大的激光功率产生潜力. 2 mm 长的晶体产生的最高连续波输出功率为 11 W, 相对于吸收抽运功率, 光—光转换效率为 68%, 而斜率效率则达 80%.

关键词: 吸收谱, 发射谱, 激光振荡, 各向异性

PACC: 4255, 4255R

## 1. 引 言

三价稀土离子  $\text{Yb}^{3+}$  已成为继  $\text{Nd}^{3+}$  之后最重要的激光活性离子. 这种离子具有最简单的能级结构, 只有两个能态:  $^2F_{5/2}$  和  $^2F_{7/2}$ , 因而避免了激光发射过程中的许多不利作用, 如激发态吸收、上转换以及浓度猝灭等<sup>[1]</sup>. 此外, 在大多数基质材料中,  $\text{Yb}$  离子的主要吸收峰位于  $\sim 980$  nm, 而其激光发射谱线在  $1.0\text{--}1.1\ \mu\text{m}$ , 激光产生过程中的量子缺陷 (quantum defect)  $< 10\%$ , 而对于  $\text{Nd}$  离子, 即使在 808 nm 的 LD 抽运下, 该数值也达 24%. 因此, 与传统的  $\text{Nd}$  离子激光器相比,  $\text{Yb}$  离子激光器活性介质内的热载荷大为减轻, 这对于高功率(能量)激光运转是至关重要的.

由于  $\text{Yb}$  离子的上述优点, 近十年来, 基于各种不同基质材料的  $\text{Yb}$  离子固体激光器得到了迅速发展. 在这些  $\text{Yb}$  激光介质中, 化学式为  $\text{KT}(\text{WO}_4)_2$  ( $T$  代表  $\text{Y}$ ,  $\text{Gd}$ ,  $\text{Lu}$  等) 的单斜结构钾双钨酸盐晶体占有

十分重要的地位. 这类钨酸盐中的局部晶体场环境, 使  $\text{Yb}$  离子具有异常大的吸收截面 ( $\sigma_{\text{abs}}$ ) 和受激发射截面 ( $\sigma_{\text{em}}$ ), 以及大的吸收和发射带宽. 这类晶体中的  $\text{Yb}$  离子仅呈现很弱的浓度猝灭效应, 可实现很高浓度的  $\text{Yb}$  掺杂. 另外, 这些单斜结构双钨酸盐晶体具有很大的三阶非线性极化率  $\chi^{(3)}$ , 可产生高效率的受激 Raman 散射, 实现激光频率变换<sup>[2-5]</sup>.

在现有的三种  $\text{Yb}:\text{KT}(\text{WO}_4)_2$  ( $T$  为  $\text{Y}$ ,  $\text{Gd}$ ,  $\text{Lu}$ ) 晶体中,  $\text{Yb}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$  ( $\text{Yb}:\text{KLuW}$ ) 被认为最具应用潜力. 这是因为  $\text{Yb}$  和  $\text{Lu}$  在离子半径和原子质量方面的差异最小. 由  $\text{Yb}$  掺杂(离子替代)所引起的晶格畸变及晶体热导率的下降程度也最轻. 近年来, 连续波 (CW) 调 Q 脉冲以及锁模超短脉冲等不同工作方式下的高效率激光运转已先后在  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体中得以实现<sup>[4-6]</sup>.

$\text{KT}(\text{WO}_4)_2$  类晶体属于单斜晶系 ( $\text{KLa}(\text{WO}_4)_2$  例外), 其空间群和点群分别为  $C2/c$  和  $2/m$ . 低的对称性导致该类晶体的大多数物理性质呈现很强的各向异性. 对于以  $\text{KT}(\text{WO}_4)_2$  作为基质晶体的  $\text{Yb}$

\* 国家自然科学基金(批准号: 60778013, 10744003, 50590401)以及欧盟项目(DT-CRYS, NMP3-CT-2003-505580)资助的课题.

† E-mail: wanyong03@yahoo.com.cn

离子,其光谱性质及激光振荡的各向异性尤为显著.然而,长期以来,这一各向异性特点并未受到足够重视.所开展的对于  $\text{Yb}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$  的激光性质的研究,几乎都是利用  $b$  切向的样品进行的.因为结晶学主轴  $b \parallel$  唯一的 2 次对称轴,是该类晶体中最容易确定的方向.

在本工作中,测量和计算了  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体的偏振吸收谱和发射谱,分析讨论了光谱各向异性.在此基础上,测量和计算了沿所有三个光学主轴切向的晶体的抽运光吸收特性.利用一个简单的线性谐振腔,研究比较高功率条件下沿不同主轴切向的晶体的连续波激光振荡特性,由此确定了  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体的最佳切向.

## 2. 晶体光谱的各向异性

$\text{Yb}:\text{KLuW}$  是双轴晶体,属于单斜晶系的  $2/m$  点群(空间群为  $C2/c$ ).它的三个光学主轴通常以  $N_p, N_m, N_g$  表示,且满足折射率关系  $n_p < n_m < n_g$ . 对于  $\lambda = 1 \mu\text{m}$  波长,测得的三个主折射率为  $n_p = 1.995, n_m = 2.030, n_g = 2.084$ . 光学主轴  $N_p, N_m, N_g$  与三个结晶学主轴  $a, b, c$  ( $b \parallel$  2 次轴,  $a$  和  $c$  间夹角  $\beta = 130.68^\circ$ ) 之间的方向关系为  $N_p \parallel b, N_m, N_g$  位于  $ac$  平面内,  $N_g$  与  $c$  轴夹角为  $18.5^\circ$ .

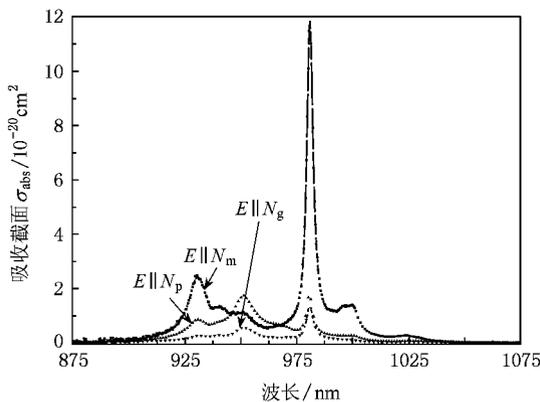


图 1 以吸收截面  $\sigma_{\text{abs}}$  表示的  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体的偏振吸收谱

图 1 给出了测量得到的沿三个光学主轴方向的偏振吸收谱,纵坐标是根据晶体中  $\text{Yb}$  离子的浓度计算的吸收截面  $\sigma_{\text{abs}}$ . 可以看到,沿三个不同的主轴偏振方向,吸收谱无论在轮廓还是相对吸收强度方面都存在很大差异,显示出强烈的各向异性.最强的吸收峰相应于  $E \parallel N_m$ ,位于  $\lambda = 981 \text{ nm}$  相应的吸

收截面  $\sigma_{\text{abs}} = 11.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . 其他两个偏振方向在该波长也出现吸收峰,但吸收强度弱得多.对于  $E \parallel N_m$ ,位于  $\lambda = 930 \text{ nm}$  的第二个吸收带的峰值吸收截面也大于沿另外两个主轴方向偏振的最大吸收截面.对于  $E \parallel N_p$ ,主要吸收带位于  $\lambda = 951 \text{ nm}$ ,因为它的峰值强度与  $\lambda = 981 \text{ nm}$  的吸收峰相当,但具有大得多的吸收带宽.沿  $N_g$  方向的偏振吸收最弱,在  $\lambda = 981 \text{ nm}$ ,最大吸收截面也仅为  $\sigma_{\text{abs}} = 1.4 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . 然而,应当指出,沿  $N_g$  方向的偏振吸收仍有一定的实际意义.计算表明,对于  $\text{Yb}$  浓度为 5 at. %, 厚度为 3—4 mm 的  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体,在  $\lambda = 981 \text{ nm}$ ,对沿  $N_g$  方向的偏振光的吸收约为 70%—80%.

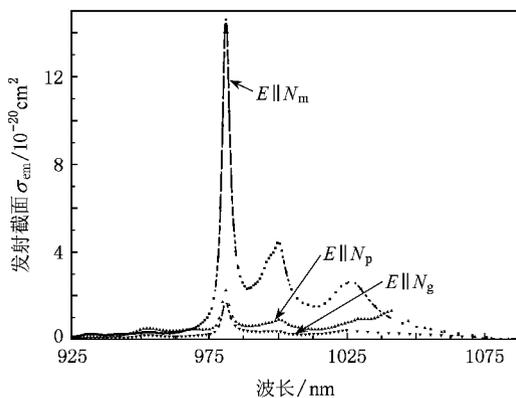


图 2 以受激发射截面  $\sigma_{\text{em}}$  表示的  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体的偏振发射谱

与  $\text{Nd}^{3+}$  的最常见跃迁  ${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{11/2}$  ( $\lambda \sim 1 \mu\text{m}$ ) 不同,  $\text{Yb}^{3+}$  的跃迁属准三能级系统,其吸收谱与发射谱之间一般存在很大程度的重叠.由于晶体本身的自吸收(或再吸收, reabsorption),实验测量得到的荧光谱与晶体的真实发射谱存在很大的偏差.因此,无法由测量得到的荧光谱计算晶体的发射截面  $\sigma_{\text{em}}$ . 晶体中  $\text{Yb}$  离子的发射谱,通常是由测量得到的吸收谱  $\sigma_{\text{abs}}(\lambda)$  根据相关法(reciprocity method)计算得到<sup>[7]</sup>. 图 2 是根据这一方法计算得到的  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体的偏振发射谱.对于所有三个主轴偏振方向,最强的发射峰位于  $\lambda = 981 \text{ nm}$ ,正与主要吸收峰相重叠.与吸收谱情形相似,沿不同主轴方向的偏振发射谱也相差很大.在几乎整个波长范围,最强的发射都相应于  $E \parallel N_m$  方向(沿  $N_m$  偏振方向),最大发射截面位于  $\lambda = 981 \text{ nm}$ ,  $\sigma_{\text{em}} = 14.8 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . 沿  $N_m$  偏振的另外两个发射峰分别位于  $\lambda = 1000 \text{ nm}, 1027 \text{ nm}$  相应的发射截面分别为  $\sigma_{\text{em}} = 4.4 \times 10^{-20} \text{ cm}^2, 2.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ . 对于  $E \parallel N_p$ ,除了位于

$\lambda = 981 \text{ nm}$  的发射峰之外,另外两个明显的发射峰分别位于  $\lambda = 1000 \text{ nm}, 1041 \text{ nm}$ . 值得指出的是,位于  $1041 \text{ nm}$  的发射峰,其峰值强度和宽度都显著超过  $1000 \text{ nm}$  的发射峰,这与  $E \parallel N_m$  的发射谱明显不同. 沿  $N_g$  轴偏振的发射最弱.  $\lambda = 981 \text{ nm}$  的发射截面  $\sigma_{em} = 1.7 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ , 仅为  $E \parallel N_m$  情形的  $\sim 1/9$ . 由图 1 的吸收谱可以看出,在  $\lambda < 1040 \text{ nm}$  波长范围,晶体表现出显著的再吸收损耗(reabsorption losses),导致实际的激光振荡一般总是发生在  $\lambda > 1040 \text{ nm}$  的长波一侧.

### 3. 晶体激光性质的各向异性

由于  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体的吸收谱和发射谱呈现强烈各向异性,因而可以预期,晶体的激光性质也将随偏振方向和晶体切向不同而变化. 我们利用半导体激光器端面抽运,对高功率条件下晶体的连续波激光振荡的各向异性做了研究.

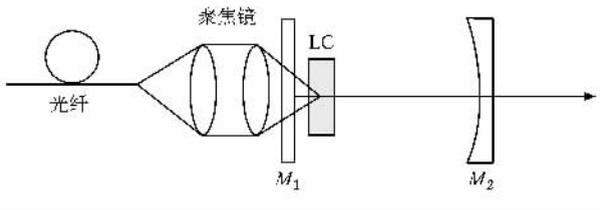


图 3 实验激光装置示意图(LC 为激光晶体)

#### 3.1. 实验装置

图 3 是所用实验装置示意图. 激光谐振腔由平面镜  $M_1$  和凹面镜  $M_2$  构成.  $M_1$  的内表面所镀的介质膜对波长为  $1015\text{—}1230 \text{ nm}$  的振荡光全反(HR,  $> 99.8\%$ ),同时对波长在  $980 \text{ nm}$  附近的抽运光高透(HT);它的外表面镀对  $980 \text{ nm}$  的增透膜(AR).  $M_2$  是曲率半径为  $50 \text{ mm}$  的凹面镜,用作激光输出耦合镜,对  $1040 \text{ nm}$  的透过率为  $T = 0.5\% \text{—} 10\%$ . 实验中所用的  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体样品分别沿三个主轴  $N_p, N_m, N_g$  切割,尺寸为  $4 \text{ mm} \times 4 \text{ mm} \times 2 \text{ mm}$ (长度为  $2 \text{ mm}$ ),晶体未镀增透膜,晶体中  $\text{Yb}$  浓度为  $5.24 \text{ at.}\%$ . 实验中晶体紧靠  $M_1$  放置. 整个谐振腔长度约  $7 \text{ mm}$ . 所用抽运源为一个  $50 \text{ W}$  光纤耦合半导体激光器,光纤的芯径为  $200 \mu\text{m}$ ,数值孔径(NA)为  $0.2$ . 抽运光经聚焦后耦合到晶体中,抽运光斑的半径  $\sim 100 \mu\text{m}$ .

#### 3.2. 晶体对抽运光吸收的各向异性

由前面关于  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体吸收谱各向异性的讨论可知,对于沿不同主轴方向传播的抽运光,晶体的吸收将存在很大的差别. 为了确定抽运光在不同切向晶体中的吸收以比较其激光性质,本研究中对晶体中抽运光的吸收做了测量和计算. 实验中使用的作为抽运源的高功率半导体激光器,和大多数光纤耦合激光器一样,其输出是非偏振的. 而且,随着输出功率水平的不同,发射波长  $\lambda_p$  是变化的. 因此,晶体对抽运光的吸收也会随抽运功率而变化. 为了由测量得到的吸收谱计算晶体对抽运光的吸收,必须首先求得  $\lambda_p$  随抽运功率变化的函数关系. 图 4 给出了实验测量得到的  $\lambda_p$  与抽运功率间的依赖关系. 由对数据点的拟合得到  $\lambda_p = 972.6 + 0.27P_{in}$ , 其中  $P_{in}$  的单位是  $\text{W}$ , 而  $\lambda_p$  的单位是  $\text{nm}$ . 根据这一关系,可以求得任意抽运功率下的抽运光波长  $\lambda_p$ . 利用晶体的吸收谱,就可以计算不同切向的晶体对抽运光的吸收随抽运功率的变化关系. 计算结果由图 5 中的曲线给出.

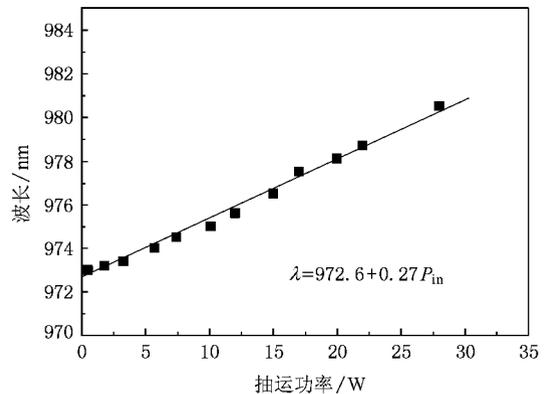


图 4 作为抽运源的半导体激光器的发射波长随功率的变化

图 5 中的数据点是实验测量得到的结果,表明低功率下测量结果与计算值符合得很好. 测量是在不存在激光振荡的条件下进行的,由于抽运光的发散度很大,难以在激光振荡条件下测量晶体的吸收. 由图 5 可以得到如下几点:

1) 沿三个不同主轴方向传播的抽运光在晶体中的吸收  $Abs$  随  $P_{in}$  的升高(由  $1.0 \text{ W—} 10 \text{ W}$ )略有增加;当  $P_{in}$  超过  $10 \text{ W}$  时,  $Abs$  随  $P_{in}$  的上升而显著增大. 这一结果可由晶体的吸收谱(图 1)解释. 相应于  $P_{in} = 1.0\text{—}10 \text{ W}$ ,  $\lambda_p = 973\text{—}975 \text{ nm}$ , 在这一波长范

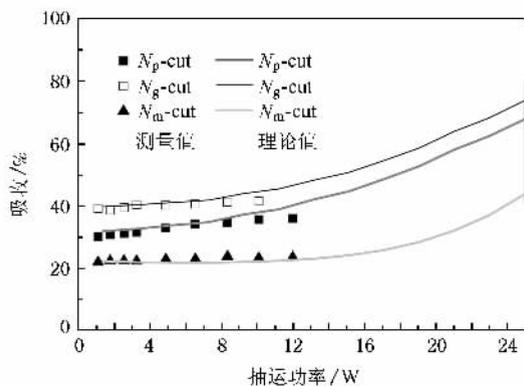


图5 不同切向的  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体对非偏振抽运光的吸收效率随抽运功率的变化

围  $\sigma_{\text{abs}}$  的变化很小(对所有三个主轴偏振方向),因而 Abs 没有显著的变化;而当  $P_{\text{in}} > 10 \text{ W}$  时,  $\lambda_p > 975 \text{ nm}$ , 此时  $\sigma_{\text{abs}}$  开始进入中心在  $981 \text{ nm}$  的主吸收峰,  $\sigma_{\text{abs}}$  随  $\lambda_p$  的增加很迅速, 导致 Abs 随  $P_{\text{in}}$  的显著变化。

2) 沿不同的主轴方向传播的抽运光在晶体中的吸收强度存在很大差别, 沿  $N_m$  方向吸收最小, 而沿  $N_g$  方向吸收最大。这是因为抽运光沿  $N_m$  方向传播时, 非偏振的抽运光两个相等的偏振成分分别沿  $N_p, N_g$  方向, 而对于沿  $N_g$  方向传播的非偏振抽运光, 两个相等的偏振成分沿  $N_p, N_m$  方向。由于  $\sigma_{\text{abs}}(E \parallel N_g) \ll \sigma_{\text{abs}}(E \parallel N_m)$ , 因此  $\text{Abs}(N_m) < \text{Abs}(N_g)$ 。在低抽运功率条件下,  $\text{Abs}(N_m) : \text{Abs}(N_p) : \text{Abs}(N_g) = 1 : 1.5 : 2$ , 而对于  $P_{\text{in}} = 25 \text{ W}$ , 这一比值为  $1 : 1.58 : 1.72$ 。

3) 在  $P_{\text{in}} < 8 \text{ W}$  的低功率范围, 晶体对抽运光的吸收的测量结果与根据吸收谱的计算结果符合得很好。从  $P_{\text{in}} > 8 \text{ W}$  开始, 对于  $N_p, N_g$  切向晶体, Abs 的测量值逐渐小于计算值。这是由于晶体的吸收饱和效应所引起的。当  $P_{\text{in}} = 8 \text{ W}$  时,  $\lambda_p = 974.5 \text{ nm}$  相应的  $\sigma_{\text{abs}}(E \parallel N_m) = 1.2 \times 10^{-20} \text{ cm}^2$ , 按照  $I_{\text{sat}} = h\nu / \sigma_{\text{abs}} \tau$ , 这里  $\tau = 299 \mu\text{s}$  为晶体中 Yb 离子的荧光寿命<sup>[8]</sup>,  $\nu$  是抽运光的频率,  $h = 6.63 \times 10^{-34} \text{ Js}$  为普朗克常数, 饱和吸收强度  $I_{\text{sat}} \sim 55 \text{ kW/cm}^2$ 。假设抽运光在垂直于传播方向的横截面内呈高斯分布, 则当  $P_{\text{in}} = 8 \text{ W}$  时, 晶体内抽运光中心轴上最大光强  $I_0 = 51 \text{ kW/cm}^2$  ( $I_0 = 2P_{\text{in}} / \pi w_p^2$ , 抽运光斑半径  $w_p = 100 \mu\text{m}$ )。这就是说,  $P_{\text{in}} > 8 \text{ W}$  时, 晶体对  $E \parallel N_m$  的偏振分量抽运光的吸收开始出现饱和, 导致总的 Abs

降低。与  $\sigma_{\text{abs}}(E \parallel N_m)$  相比,  $\sigma_{\text{abs}}(E \parallel N_p), \sigma_{\text{abs}}(E \parallel N_g)$  小得多, 相应的  $I_{\text{sat}}$  也高得多。因此直到  $P_{\text{in}} = 12 \text{ W}$ ,  $N_m$  切向的晶体对抽运光的吸收仍未出现饱和迹象。

### 3.3. 晶体连续波激光性质的各向异性

在激光振荡条件下, 晶体对抽运光的吸收与无振荡情形相比存在很大差别。研究表明, 在振荡条件下, 由于腔内激光光强引起的受激辐射过程使上能级粒子回到基态的速率增加, 在很大程度上消除了由于基态粒子数减少产生的吸收饱和。在腔内循环功率足够大的条件下, 晶体对抽运光的吸收实际上可维持在小信号吸收值(即无吸收饱和效应时的值)<sup>[9, 10]</sup>。图6是在半导体激光器抽运条件下沿三个主轴切向的  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体所产生的连续波激光振荡的输入-输出特性曲线, 其中(a)(b)(c)分别相应于沿  $N_p, N_g, N_m$  主轴切向的晶体。对于  $N_p$  切向晶体(图6(a)), 在输出透过率  $T = 0.5\%, 2\%, 5\%$  时, 激光振荡阈值分别为  $P_{\text{abs}} = 0.58, 0.97, 1.18 \text{ W}$ 。在不同输出透过率  $T$ , 不同输出功率水平下, 激光振荡的偏振态均为  $E \parallel N_m$ 。这是由  $\sigma_{\text{em}}(E \parallel N_m) > \sigma_{\text{em}}(E \parallel N_g)$  所决定的。实验表明,  $T = 0.5\%$  条件下激光振荡的转换效率最高, 当  $P_{\text{abs}} < 9 \text{ W}$  时, 斜率效率  $\eta = 79\%$ 。在高功率条件下 ( $P_{\text{abs}} > 9 \text{ W}$ ), 晶体内部温度升高使热损耗加剧, 导致激光振荡效率下降。在  $P_{\text{abs}} = 13.2 \text{ W}$  时, 得到最大输出功率  $P_{\text{out}} = 8.55 \text{ W}$ , 相应的光-光转换效率为  $65\%$ 。而在  $T = 2\%, 5\%$  情形下, 所能产生的最大输出功率分别为  $P_{\text{out}} = 8.05, 7.21 \text{ W}$ 。

在  $N_g$  切向晶体情形, 所产生的激光振荡也是沿  $N_m$  方向的线偏振光, 因为在  $\lambda > 1047 \text{ nm}$  范围,  $E \parallel N_m$  所相应的增益截面大于  $E \parallel N_p$  的相应值<sup>[6]</sup>。由图6(b)可看出, 在  $P_{\text{abs}} < 10 \text{ W}$  的低功率范围, 对于  $T = 0.5\% - 5\%$ , 激光振荡的效率几乎是相等的, 斜率效率  $\eta = 80\%$ 。这一结果与  $N_p, N_m$  切向的晶体不同。类似于  $N_p$  切向晶体情形,  $P_{\text{abs}} > 10 \text{ W}$  时, 晶体中热损耗对激光振荡的影响加剧, 使激光运转效率下降。在  $P_{\text{abs}} = 16.2 \text{ W}$ , 所产生的最大输出功率  $P_{\text{out}} = 11.0 \text{ W}$  ( $T = 1\%$ ), 相应的光-光转换效率为  $68\%$ 。

对于  $N_m$  切向的晶体, 所产生的激光振荡也是线偏振的, 偏振方向沿  $N_p$  主轴, 这是一个显然的结

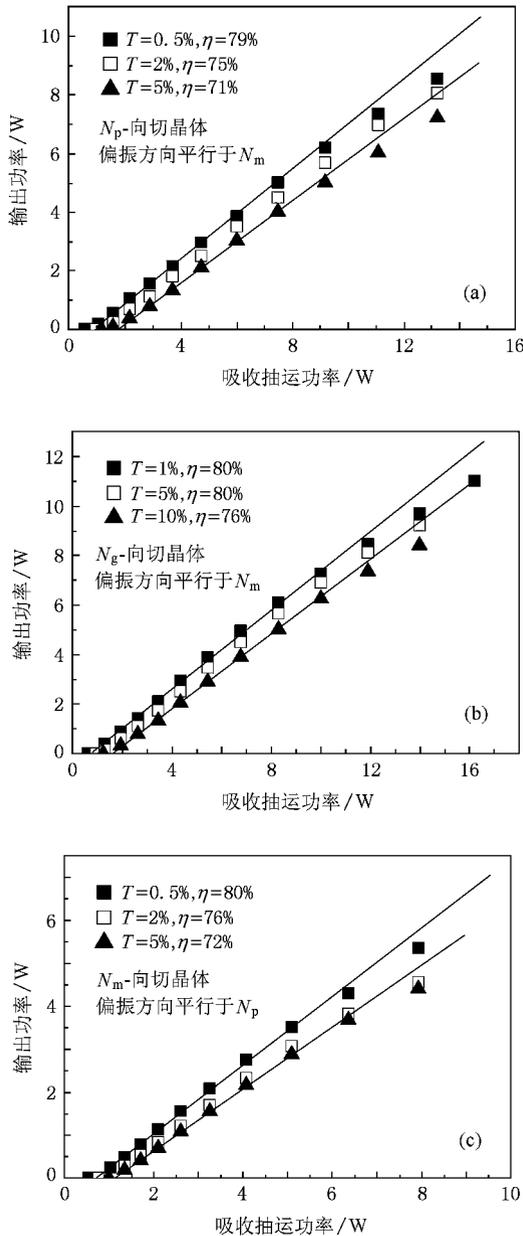


图 6 不同切向的 Yb :KLuW 晶体所产生的连续波激光振荡输出特性比较

果. 图 2 的发射谱清楚地表明,对于整个波长范围  $\sigma_{em}(E \parallel N_p) > \sigma_{em}(E \parallel N_g)$ . 图 6(c) 示出了其激光振荡的输出特性.  $T = 0.5\%$  情形下得到的激光运转效率最高,斜率效率也达到 80%,但所能产生的最高输

出功率只有 5.35 W 相应的光—光转换效率为 67%.

作为比较,表 1 列出了沿三个主轴切向的 Yb :KLuW 晶体的抽运光吸收和连续波激光振荡的主要参数,包括晶体对非偏振抽运光的吸收  $A_{abs}$ ,最大吸收抽运功率  $P_{abs,max}$ ,晶体所产生的最大输出功率  $P_{out,max}$ ,光—光转换效率  $\eta_{opt-opt}$  以及斜率效率  $\eta_{slope}$ . 在晶体中热损耗尚不显著的低功率范围,三种不同切向晶体在最佳振荡条件下的斜率效率基本相同,约为 70%—80%. 这是因为在实际的激光振荡波长,  $E \parallel N_m$  和  $E \parallel N_p$  所对应的激光增益截面非常接近的缘故. 然而,三种不同切向晶体所产生的最大输出功率却相差很大:  $N_m$  切向晶体的  $P_{out,max} = 5.35$  W 约为  $N_g$  切向晶体的 1/2. 由于 Yb :KLuW 晶体的热导率存在很大的各向异性<sup>[11]</sup>,不同切向晶体中伴随激光产生的热效应的大小不同,对激光振荡的影响程度也不同. 由图 6 可以看到,由于晶体中热效应所引起的损耗的影响,超过一定的抽运功率水平时,激光振荡效率开始下降,对于  $N_m, N_p, N_g$  切向的晶体,这一功率分别为  $P_{abs} \approx 6.5, 9.0, 11.0$  W. 正是这一差别导致了它们所产生的最大输出功率不同. 值得指出,实验中所使用的晶体的长度为 2 mm 相应的最大抽运效率为 74% ( $N_g$  切向). 增加晶体长度可提高抽运效率. 然而,由于 Yb 激光材料所固有的准三能级特性,晶体长度的增加也意味着晶体自身再吸收损耗的增大,这将导致激光运转效率下降. 因此,对 Yb 激光系统,晶体长度的选择存在一个最佳值(或范围). 对于本实验中所使用的掺杂浓度为 5.24 at. % 的 Yb :KLuW 晶体,这一最佳晶体长度约为 2—3 mm. 使用 3 mm 长的晶体,抽运效率和最大输出功率还可以进一步提高.

图 7 为在不同输出透过率( $T = 0.5\%—10\%$ )情况下,  $N_g$  切向晶体的激光发射谱. 其中 (a)  $T = 0.5\%$ ,  $P_{out} = 3.9$  W; (b)  $T = 1\%$ ,  $P_{out} = 3.9$  W; (c)  $T = 2\%$ ,  $P_{out} = 3.57$  W; (d)  $T = 3\%$ ,  $P_{out} = 3.47$  W; (e)  $T = 5\%$ ,  $P_{out} = 3.34$  W; (f)  $T = 10\%$ ,  $P_{out} = 2.9$  W. 在自由运转条件下,发射谱通常比较宽,且包含多条分立的谱线. 可以看到,对于  $T = 0.5\%$  情形,

表 1 不同切向的 Yb :KLuW 晶体抽运光吸收和连续波激光振荡的主要参数

| 晶体切向     | Abs/% | $P_{abs,max}$ /W | $P_{out,max}$ /W | $\eta_{opt-opt}/\%$ | $\eta_{slope}/\%$ |
|----------|-------|------------------|------------------|---------------------|-------------------|
| $N_p$ 切向 | 68    | 13.2             | 8.55             | 65                  | 79                |
| $N_g$ 切向 | 74    | 16.2             | 11.0             | 68                  | 80                |
| $N_m$ 切向 | 43    | 8.0              | 5.35             | 67                  | 80                |

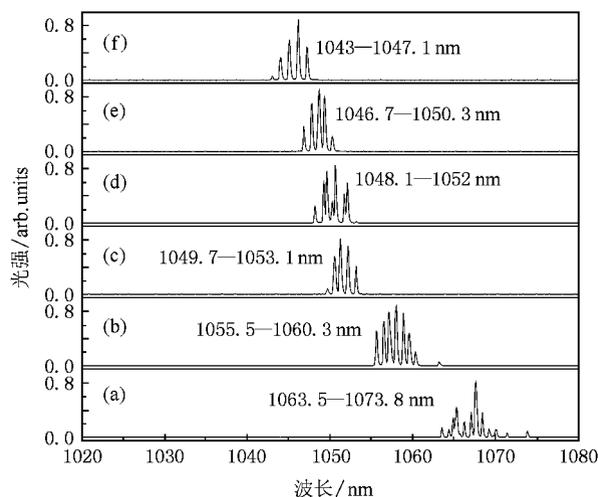


图7  $N_g$  切向的  $\text{Yb}:\text{KLuW}$  晶体产生的连续波激光振荡发射谱  
随输出耦合透过率  $T$  的变化

发射波长在 1063.5—1073.8 nm, 发射谱宽度约 10 nm. 随着  $T$  增大, 发射波长移向短波长方向, 且发射谱变窄. 这是  $\text{Yb}$  离子以及所有其他准三能级系统激光振荡的典型特征. 当  $T = 10\%$  时, 发射波长已

移至 1043—1047.1 nm.

## 4. 结 论

本文对于  $\text{Yb}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$  晶体的吸收谱、发射谱、非偏振抽运光的吸收以及连续波激光振荡性质等做了较为深入的研究. 由于晶体结构的低对称性, 晶体的吸收谱和发射谱都呈现出强烈的各向异性特点, 最强的吸收和发射都发生在沿  $N_m$  主轴偏振方向. 研究表明, 沿  $N_g$  主轴切向的晶体, 具有最高的抽运效率和最大的激光输出功率产生潜力.  $N_g$  切向的 2 mm 厚的晶体对非偏振抽运光的吸收可达 74%, 产生的最高连续波输出功率为 11 W, 分别为  $N_m$  切向晶体相应量的 1.72 和 2 倍. 对于沿所有三个主轴切向的晶体, 激光振荡的斜率效率约为 80%, 而光—光转换效率也达到 65%—68% (相对于吸收抽运功率), 显示出  $\text{Yb}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$  晶体在全固态激光器应用上的潜力. 如果抽运光波长更接近 (或准确等于) 81 nm, 则抽运效率还可进一步提高.

- [ 1 ] Krupke W F 2000 *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron* **6** 1287  
 [ 2 ] Lagatsky A, Abdolvand A, Kuleshov N V 2000 *Opt. Lett.* **25** 616  
 [ 3 ] Grabtchikov A S, Kuzmin A N, Lisinetskii V A, Orlovich V A, Demidovich A A, Danailov M B, Eichler H J, Bednarkiewicz A, Streck W, Titov A N 2002 *Appl. Phys. B* **75** 795  
 [ 4 ] Liu J H, Griebner U, Petrov V, Zhang H J, Wang J 2005 *Opt. Lett.* **30** 2427  
 [ 5 ] Liu J H, Petrov V, Zhang H, Wang J 2007 *Appl. Phys. B* **88** 527  
 [ 6 ] Griebner U, Rivier S, Petrov V, Zorn M, Erbert G, Weyers M, Mateos X, Aguiló M, Massons J, Díaz F 2005 *Opt. Express*. **13** 3465  
 [ 7 ] Deloach L D, Payne S A, Chase L L, Smith L K, Kway W L,

- Krupke W F 1993 *IEEE J. Quantum Electron* **29** 1179  
 [ 8 ] Petrov V, Mateos X, Rivier S, Silvestre O, Aguiló M, Sole R, Pujol M C, Liu J, Griebner U, Diaz F 2007 *Proc. of SPIE* **6604** 66040V  
 [ 9 ] Griebner U, Liu J, Rivier S, Aznar A, Grunwald R, Solé R M, Aguiló M, Díaz F, Petrov V 2005 *IEEE J. Quantum Electron*. **41** 408  
 [ 10 ] Liu J, Rico M, Griebner U, Petrov V, Peters V, Petermann K, Huber G 2005 *Phys. Stat. Sol.* **202** R19  
 [ 11 ] Zhang J, Wang K, Wang J, Zhang H, Yu W, Wang X, Wang Z, Lu Q, Ba M, Ran D G., Ling Z C., Xia H R 2005 *Appl. Phys. Lett.* **87** 061104

# Anisotropy in spectroscopic and laser properties of monoclinic $\text{Yb}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$ crystal<sup>\*</sup>

Wan Yong<sup>1)†</sup> Han Wen-Juan<sup>1)</sup> Liu Jun-Hai<sup>1)</sup> Xia Lin-Hua<sup>1)</sup>  
 Xavier Mateos<sup>2)</sup> Valentin Petrov<sup>3)</sup> Zhang Huai-Jin<sup>4)</sup> Wang Ji-Yang<sup>4)</sup>

<sup>1)</sup> College of Physics, Qingdao University, Qingdao 266071, China)

<sup>2)</sup> Física i Cristal·lografia de Materials, Universitat Rovira i Virgili, C/ Marcel·li Domingo, s/n, E-43007 Tarragona, Spain)

<sup>3)</sup> Max-Born-Institute for Nonlinear Optics and Ultrafast Spectroscopy, 2A Max-Born-Str., D-12489 Berlin, Germany)

<sup>4)</sup> State Key Laboratory of Crystal Materials, Institute of Crystal Materials, Shandong University, Jinan 250100, China)

( Received 24 January 2008 ; revised manuscript received 5 June 2008 )

## Abstract

We conducted an investigation into the polarized absorption and emission spectra, the absorption for unpolarized pump light, and the continuous-wave (cw) laser properties of the  $\text{Yb}:\text{KLu}(\text{WO}_4)_2$  crystal. The low symmetry of the crystal leads to strong anisotropy in the crystal spectroscopy; the strongest absorption and emission occur in the polarization direction parallel to the  $N_m$  principal axis. The  $N_g$ -cut crystal has highest absorption efficiency for unpolarized pump light and largest potential for generating laser output power. With 11 W of cw output power produced by using a 2 mm thick crystal, the optical-to-optical conversion and slope efficiencies amount to 68% and 80%, respectively, with respect to the absorbed pump power.

**Keywords** : absorption spectra, emission spectra, laser oscillation, anisotropy

**PACC** : 4255, 4255R

<sup>\*</sup> Project supported by the National Natural Science Foundation of China ( Grant Nos. 60778013, 10744003, 50590401 ) and the EU Project DT-CRYS ( Grant No. NMP3-CT-2003-505580 ).

<sup>†</sup> E-mail : wanyong03@yahoo.com.cn