

Cr, Tm, Ho:YAG 激光器有效反转减少因子的数值模拟分析

郭嘉伟¹, 李彤¹, 牛瑞华^{1,2}, 薛亮平¹, 李燕凌¹, 王宏元¹
(1. 西南技术物理研究所, 四川 成都 610041; 2. 四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064)

摘要: 为了分析 Cr, Tm, Ho:YAG (以下简称为 CTH:YAG) 系统中 Ho^{3+} 在受激跃迁时的工作特性, 从速率方程中的反转减少因子出发, 引入了有效反转减少因子的概念, 从对有效反转粒子数利用率的角度, 对其有效反转减少因子 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 进行了数值模拟和分析。结果表明, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 是温度 T 的非线性递增函数, 且在一定的工作温度范围内有一个拐点, 存在一段近似线性的区域。在几十 K 到几百 K 的温度范围内均有 $1 < \gamma_{\text{CTH:YAG}}^* < 1.5$, 且在室温下 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 更接近于 1。另外, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的取值还受 Stark 跃迁能级变化的影响, 但其随温度变化的主要性质不会改变。明确了 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的意义和性质, 为 CTH:YAG 系统的温度敏感特性提供了理论依据, 对优化输出结果有指导性意义。

关键词: 激光器; CTH:YAG 有效反转减少因子; 温度; Stark 能级; 玻尔兹曼分布

中图分类号: TN241

文献标识码: A

Analysis of the effective inversion reduction factor of Cr, Tm, Ho:YAG laser

GUO Jia-wei¹, LI Tong¹, NIU Rui-hua^{1,2}, XUE Liang-ping¹, LI Yan-ling¹, WANG Hong-yuan¹

(1. Southwest Institute of Technical Physics, Chengdu 610041, China;

2. School of Electronics and Information Engineer, Sichuan University, Chengdu 610041, China)

Abstract: In order to analyze the characteristic of Ho^{3+} in CTH:YAG during the stimulated emission, the effective inversion reduction factor which reflects the utilization rate of the effective population inversion has been introduced into laser rate equation to substitute the inversion reduction factor. The numerical simulation of the effective inversion reduction factor of CTH:YAG ($\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$) shows that $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ is a nonlinear increasing function of the temperature (T), and has an inflexion near the cooling water temperature, which brings an approximate linear increasing area. There is $1 < \gamma_{\text{CTH:YAG}}^* < 1.5$ in the temperature range in which the laser can work, and $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ is closer to 1 around room temperature. In addition, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ is also affected by the change of transition stark level, but the effect doesn't change its main characteristic relating to temperature. The analysis show the meaning and characteristic of $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$, which provide a theoretical evidence of temperature sensitivity of CTH:YAG system, and is useful for optimizing the output pulse.

Key words: laser; CTH:YAG effective inversion reduction factor; temperature; Stark level; Boltzmann distribution

1 引言

掺 Cr^{3+} , Tm^{3+} , Ho^{3+} 三种离子的 CTH:YAG 激光器的输出波长在 $2.1 \mu\text{m}$ 附近。由于这个波段刚好处于水的吸收峰, 又正好处于大气窗口, 而且还属于人眼安全波段, 所以其在军事、医疗、通信等领域均有很广泛的应用前景^[1-2]。CTH:YAG 激光器可以在室温下稳定工作, 且有很高的斜率效率, 能够输出焦耳级的脉冲^[3-4], Ho^{3+} 上能级长寿命的特点使其

还具有调 Q 输出的潜力^[5-7]。由于以上原因, 国内外对 CTH:YAG 激光器均有广泛的研究。

本文从激光速率方程中的反转减少因子出发, 针对 CTH:YAG 系统的特点, 引入了有效反转减少因子的概念。对 CTH:YAG 的有效反转减少因子进行

作者简介: 郭嘉伟 (1986 -), 男, 硕士研究生, 从事固体激光器方面的研究。

收稿日期: 2010-08-16; **修订日期:** 2010-09-07

了数值模拟,分析了温度和跃迁能级对其的影响。

2 激光速率方程中反转减少因子的意义

在不考虑泵浦和自发辐射时,写出一般性的激光速率方程^[8]:

$$\begin{cases} \frac{dn}{dt} = -\gamma c \sigma \phi n \\ \frac{d\phi}{dt} = c \sigma \phi n - \frac{\phi}{\tau_c} \end{cases} \quad (1)$$

其中, n 为反转粒子数密度; ϕ 为腔内光子数密度; γ 为反转减少因子; c 为光速; σ 为受激发射截面; τ_c 为腔内光子平均寿命。

反转减少因子 γ 的定义为:发射一个光子所引起的反转粒子数的净减少值^[8-9]。 γ 是一个将 n 的变化速率与 ϕ 的变化速率联系起来的因子,表现了激光系统在受激跃迁时对反转粒子数的利用效率,反映了其能级结构和工作特性。若不考虑能级的简并度,在典型的三能级和四能级系统中, γ 为常数,分别有 $\gamma_{\text{three}}=2$ 和 $\gamma_{\text{four}}=1$,可见四能级系统对反转粒子数的利用效率更高^[8-9]。

3 CTH:YAG 的反转减少因子和有效反转减少因子

在 CTH:YAG 系统中,产生激光发射的是 Ho^{3+} , Cr^{3+} , Tm^{3+} 用于吸收和传递泵浦能量^[3,5,7,10-12](以下的讨论均是在忽略了泵浦、自发辐射以及 Cr^{3+} , Tm^{3+} 与 Ho^{3+} 之间的能量转移的情况下进行的)。在 YAG 晶体场中, Ho^{3+} 的每个 $^{2S+1}L_J$ 能级均分列为 $(2J+1)$ 个非简并的 Stark 分裂能级^[13](J 为 $L-S$ 耦合得到的总角动量)。这 $(2J+1)$ 个 Stark 能级在整个激光脉冲产生期间都处于准热平衡状态,服从经典粒子在热平衡时的玻耳兹曼分布^[12]:

表 1 Ho^{3+} 离子 5I_7 , 5I_8 能级中各 Stark 能级的能量

Tab.1 the energy of stark level in 5I_7 and 5I_8 manifold of Ho^{3+}

Sublevel	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	\
$^5I_7/\text{cm}^{-1}$	5229	5232	5243	5250	5303	5312	5320	5341	5352	5375	5395	5404	5418	5455	5490	\	\	\
$^5I_8/\text{cm}^{-1}$	0	4	41	51	138	145	151	160	399	418	448	457	498	506	520	531	536	\

根据表 1 中的数据计算出在室温下($T=300\text{ K}$) $\gamma_{\text{CTH:YAG}}=0.1238$ 。从反转减少因子的定义来看,似乎是每个上能级粒子跃迁后能产生多个光子。实际上这是由于 5I_7 和 5I_8 能级内部的各 Stark 能级间的快速热平衡(热平衡时间 $<1\text{ ns}$ ^[12]),导致在受激跃迁过程中上能级($^5I_7(1)$)不断地被补充,下能级($^5I_8(12)$)不断地被消耗,从而使反转粒子数密度的净减少速率远远慢于光子发射的速率。

为了把其他各 Stark 能级对上下能级的影响也

$$f_i = \frac{\exp(-E_i/k_B T)}{\sum_j \exp(-E_j/k_B T)} \quad (2)$$

根据文献[12]的记载,CTH:YAG 在 $2.08 \sim 2.12\text{ }\mu\text{m}$ 波段内有多峰,说明其产生激光发射的 Stark 能级对并不单一,且受激跃迁只能发生在 5I_7 能级中最低的几个 Stark 能级和 5I_8 能级中较高的几个 Stark 能级之间^[11-12]。根据表 1^[13]中列出的 5I_7 , 5I_8 能级中各 Stark 能级的能量,以及跃迁波长公式($\bar{\nu}$ 为用波数(cm^{-1})表示的能级高度):

$$\lambda = \frac{1}{\bar{\nu}_{\text{upper}} - \bar{\nu}_{\text{lower}}} \quad (3)$$

不失一般性的选取了 $^5I_7(1) \rightarrow ^5I_8(12):2.096\text{ }\mu\text{m}$ 作为产生激光发射的上能级和下能级。 5I_8 为的基态,假设所有激发态的 Ho^{3+} 都在 5I_7 上^[12],则有: $n_{\text{Ho}(^5I_7)} + n_{\text{Ho}(^5I_8)} = n_{\text{Ho}}$ 。设 $f_{\text{Ho}(^5I_7)_1}$ 为 5I_7 在中的玻耳兹曼分数, $f_{\text{Ho}(^5I_8)_12}$ 为 $^5I_8(12)$ 在 5I_8 中的玻耳兹曼分数。则根据反转粒子数的定义^[8-9],CTH:YAG 系统的反转粒子数密度为: $n_{\text{CTH:YAG}} = n_{\text{Ho}(^5I_7)_1} - n_{\text{Ho}(^5I_8)_12} = f_{\text{Ho}(^5I_7)_1} \cdot n_{\text{Ho}(^5I_7)} - f_{\text{Ho}(^5I_8)_12} \cdot n_{\text{Ho}(^5I_8)}$,可以将其写成如下的形式:

$$n_{\text{CTH:YAG}} = (f_{\text{Ho}(^5I_7)_1} + f_{\text{Ho}(^5I_8)_12}) \cdot n_{\text{Ho}(^5I_7)} - f_{\text{Ho}(^5I_8)_12} \cdot n_{\text{Ho}} \quad (4)$$

从整个 5I_7 能级考虑,每净受激辐射出一个光子, 5I_7 能级上就净减少一个粒子,根据反转减少因子的定义以及式(4),则 CTH:YAG 的反转减少因子为:

$$\gamma_{\text{CTH:YAG}} = f_{\text{Ho}(^5I_7)_1} + f_{\text{Ho}(^5I_8)_12} \quad (5)$$

考虑进来,引入了一组“有效”参量^[9]:有效反转粒子数密度 $n^* = \frac{n}{f_u}$,有效反转减少因子 $\gamma^* = \frac{\gamma}{f_u}$,有效受激发射截面 $\sigma^* = f_u \cdot \sigma$ (f_u 为上能级的玻耳兹曼分数)。相应的速率方程的“有效”形式为(将 n^* , γ^* , σ^* 代入后,方程还原为式(1)):

$$\begin{cases} \frac{dn^*}{dt} = -\gamma^* c \sigma^* \phi n^* \\ \frac{d\phi}{dt} = c \sigma^* \phi n^* - \frac{\phi}{\tau_c} \end{cases} \quad (6)$$

在 CTH:YAG 系统中使用 n^* 比 n 更合适。因为 n 只是反映了当前瞬时的反转粒子数,没有考虑 Stark 能级间快速热平衡效应对其的影响;而 n^* 考虑了热平衡效应,不仅反映了当前瞬时的反转粒子数(f_u 已知),还反映出能快速转化为反转粒子数的潜力。 γ^* 的定义为:发射一个光子所引起有效反转粒子数 n^* 的净减少值,也可以理解为发射一个光子所引起的当前反转粒子数和潜在反转粒子数的净减少值,它表现了激光系统在受激跃迁时对有效反转粒子数的利用效率, γ^* 的值越小,对有效反转粒子数的利用率就越高。

4 数值模拟及结果分析

4.1 冷却温度的影响

根据式(2)、式(5)和有效反转减少因子的定义

式 $\gamma^* = \frac{\gamma}{f_u}$, CTH:YAG 系统有效反转减少因子的表达式为:

$$\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* = 1 + \frac{f_{\text{Ho}(^5I_8)_{-12}}}{f_{\text{Ho}(^5I_7)_{-1}}} = 1 + \left[\frac{\exp(-E_{\text{Ho}(^5I_8)_{-12}}/k_B T)}{\sum_j^{17} \exp(-E_{\text{Ho}(^5I_8)_j}/k_B T)} \right] \left[\frac{\exp(-E_{\text{Ho}(^5I_7)_{-1}}/k_B T)}{\sum_j^{15} \exp(-E_{\text{Ho}(^5I_7)_j}/k_B T)} \right] \quad (7)$$

根据表1,计算并画出 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 随 T 的变化曲线。

如图1所示, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 随温度 T 的增加而升高。当温度足够低时 ($T < 80$ K), 就有 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* \rightarrow 1$ 。对 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 进行数值求导,得到 $\frac{d\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*}{dT}$ 的曲线。

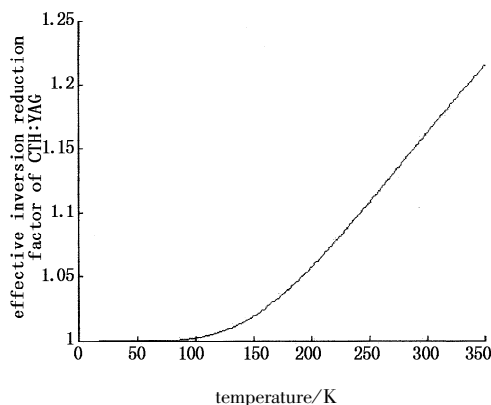


图1 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的有效反转因子

Fig. 1 the effective inversion reduction factor of CTH:YAG

如图2所示,在0~350 K 的范围内均有:

$\frac{d\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*}{dT} > 0$, 且在277 K 处有一个极大值点,这个点

即为 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的拐点。

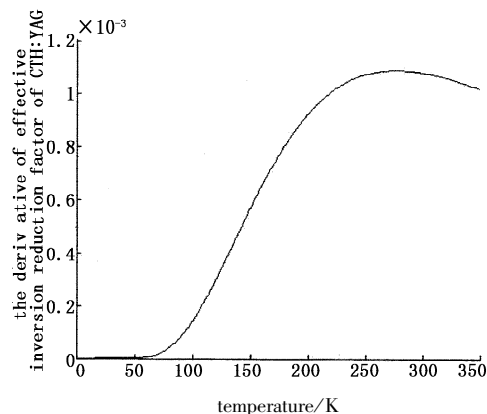


图2 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 有效反转减少因子的温度导数

Fig. 2 the derivative of the effective inversion reduction factor of CTH:YAG

由于玻耳兹曼分数不会小于零,且在 $T < 80$ K 时就有 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* \rightarrow 1$,所以当 $T \rightarrow 0$ 时, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* \rightarrow 1$ 。

增大温度 T 的范围 (0 ~ 10000 K), 再绘制

$\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 和 $\frac{d\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*}{dT}$ 的曲线图。

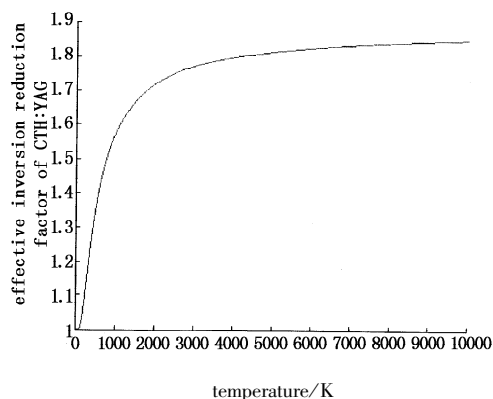


图3 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的有效反转减少因子(增大温度范围)

Fig. 3 the effective inversion reduction factor of CTH:YAG (with a large range)

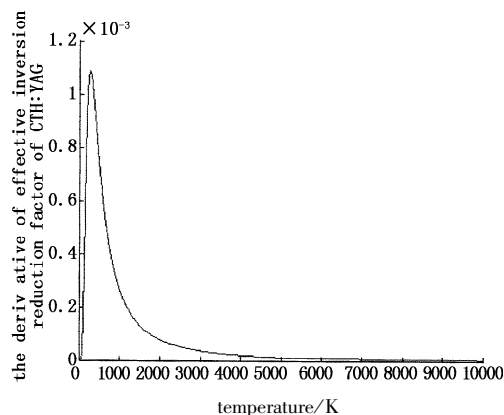


图4 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 有效反转减少因子的温度导数(增大温度范围)

Fig. 4 the derivative of the effective inversion reduction factor of CTH:YAG (with a large range)

如图 3、图 4 所示,随着温度的不断升高, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的增大是趋于饱和的, $\frac{d\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*}{dT}$ 始终为正,且再无其他极大值点。

为了分析 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 在 $T \rightarrow +\infty$ 时的极限,将式(2)中玻耳兹曼分布函数写成倒数的形式:

$$\begin{aligned} \frac{1}{f_i(T)} &= \frac{\sum_{j=1}^{2J+1} \exp(-E_j/k_B T)}{\exp(-E_i/k_B T)} \\ &= 1 + \frac{\sum_{j \neq i}^{2J} \exp(-E_j/k_B T)}{\exp(-E_i/k_B T)} \\ &= 1 + \sum_{j \neq i}^{2J} \exp\left(\frac{E_i - E_j}{k_B T}\right) \end{aligned} \quad (8)$$

当 $T \rightarrow +\infty$ 时,对于所有的 j 均有: $\exp\left(\frac{E_i - E_j}{k_B T}\right) \rightarrow 1$, 则: $1 + \sum_{j \neq i}^{2J} \exp\left(\frac{E_i - E_j}{k_B T}\right) \rightarrow 2J + 1$, 所以, $T \rightarrow +\infty$ 时, $f_i(T) \rightarrow \frac{1}{2J+1}$, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* = 1 + \frac{f_{\text{Ho}(^5I_8)_{12}}}{f_{\text{Ho}(^5I_7)_1}} \rightarrow 1 + \frac{2J_{\text{Ho}(^5I_7)} + 1}{2J_{\text{Ho}(^5I_8)} + 1} \approx 1.88$ 。

由上面的分析可知:在 $0 \sim 10000$ K 的范围内, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 为 T 的增函数,在 277 K 处存在拐点;当 $T \rightarrow 0$ 时, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* \rightarrow 1$; 当 $T \rightarrow +\infty$ 时, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* \rightarrow 1 + \frac{15}{17} \approx 1.88$ 。

实际上,当 $T \rightarrow 0$ 时, Ho^{3+} 的外层电子所具有的能量已经非常小,不再服从经典粒子的玻耳兹曼分布,而是服从费米-狄拉克量子分布: $f_i = \frac{g_i}{\exp[(E_i - \mu)/k_B T] + 1}$, 那么基于玻耳兹曼分布的式(7)也就失去意义。激光系统在正常运作时,冷却温度不会出现 $T \rightarrow 0$ 的情况,实际应用中最底的制冷温度就是液氮温度 ($T \sim 77$ K), 这个温度下玻耳兹曼分布依然成立,且有 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* \rightarrow 1$ 。温度过高对所有的固体激光系统都是有害的,如图 3 所示,当 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* \rightarrow 1.5$ 时,就已经有 $T \sim 1000$ K 了。在如此高温下由于各种热效应的影响,即使激光棒还没有损坏,也早就无法出光了。所以 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 在两个极限温度下只存在数学上的意义,只有在几十 K 到几百 K 的温度范围内才有实际意义。

综上所述, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 在有实际意义的温度范围内为 T 的非线性增函数: $T < 80$ K 时, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* \rightarrow 1$, 随温度上升得非常缓慢; $80 \text{ K} < T < 277 \text{ K}$ 时, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* > 1$, 随温度上升的速度逐渐加快; $T \sim 277 \text{ K}$ 时,

$\gamma_{\text{CTH:YAG}}^* = 1.1372$, 随温度上升进入一个近似线性区域; $T > 277 \text{ K}$ 时, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 随温度继续上升,但上升的速度越来越慢,直至激光系统无法再正常工作,此时 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的值不会超过 1.5。

4.2 跃迁能级的影响

由于在前面选取了 $^5I_7(1) \rightarrow ^5I_8(12): 2.096 \mu\text{m}$ 作为受激跃迁的上能级和下能级,所以式(7)中上下能级对应的玻耳兹曼分数为 $f_{\text{Ho}(^5I_7)_1}$ 和 $f_{\text{Ho}(^5I_8)_{12}}$ 。但如前所述,CTH:YAG 受激跃迁的 Stark 能级对并不单一。根据文献[14]的记载,泵浦功率的变化会影响输出波长,用插入标准具的方法也可选择波长,而输出波长的改变就意味着受激跃迁上下能级的改变,则式(7)中上下能级的玻耳兹曼分数 $f_{\text{Ho}(^5I_7)_i}$ 和 $f_{\text{Ho}(^5I_8)_j}$ 也要相应地改变。

$^5I_7, ^5I_8$ 中的 Stark 能级要成为受激跃迁的上下能级需要满足以下三个条件:①跃迁波长在 $2.08 \sim 2.12 \mu\text{m}$; ②要有足够的模式竞争优势(f_i 是 E_i 的减函数,上能级 f_i 的越大同时下能级的 f_i 越小就越容易起振,也就越有模式竞争优势); ③ Ho^{3+} 的 Stark 能级跃迁还要满足 D_2 点群中的 Γ_n 的选择条件^[11]。综合考虑,只有与 $^5I_7(1), ^5I_8(12)$ 紧邻的几个 Stark 能级才满足这些条件,我们从中随机选取几组:

1. $^5I_7(1) \rightarrow ^5I_8(13): 2.114 \mu\text{m}$
2. $^5I_7(2) \rightarrow ^5I_8(13): 2.112 \mu\text{m}$
3. $^5I_7(2) \rightarrow ^5I_8(13): 2.094 \mu\text{m}$

计算并画出相应的 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*, \frac{d\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*}{dT}$ 的曲线图,

并与 $^5I_7(1) \rightarrow ^5I_8(12)$ 的曲线(图中第 4 组)对比。

如图 5、图 6 所示,其随温度 T 变化的基本规律与 $^5I_7(1) \rightarrow ^5I_8(12)$ 相同,只是在数值上有微小差

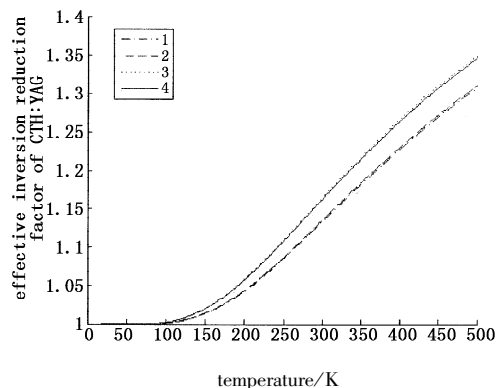


图 5 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的有效反转减少因子(对应不同的输出波长)

Fig.5 the effective inversion reduction factor of CTH:YAG
(with different wavelength)

异。这四组 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 曲线拐点所在的温度分别为: 300 K, 298 K, 275 K, 277 K(刚好处在水冷系统的工作温度区域); $T = 300$ K 时, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的值分别为: 1.1332, 1.1351, 1.1645, 1.1621。

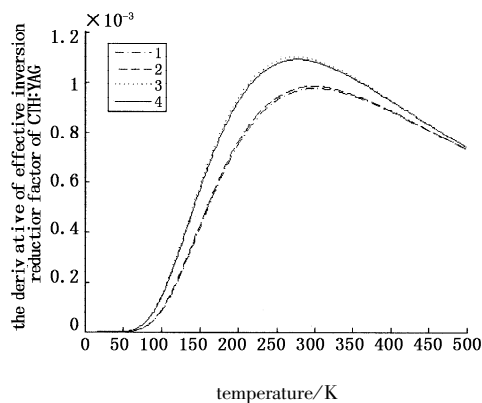


图6 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 有效反转减少因子的温度导数
(对应不同的输出波长)

Fig.6 the derivative of the effective inversion reduction factor of CTH:YAG (with different wavelength)

5 结论

对 CTH:YAG 系统的有效反转减少因子 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 进行了数值模拟和结果分析,发现温度和跃迁能级的变化都会对其产生影响,且 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 只在特定的温度范围和跃迁能级的选择下才有实际意义。分析得到了 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 随温度和跃迁能级变化的性质:在有实际意义的温度和跃迁能级范围内,均有 $1 < \gamma_{\text{CTH:YAG}}^* < 1.5$, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 为温度的非线性增函数,在水冷工作温度范围内存在一个拐点,有一段近似线性的区域。常温下, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 更接近于 1。跃迁能级的变化会影响 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的取值,但不改变 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 随温度变化的主要性质。

$\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 反映了 CTH:YAG 系统对有效反转粒子数的利用效率, $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的值越小,对有效反转粒子数的利用率就越高,激光系统的整体输出效率也就越高。所以,CTH:YAG 系统的输出性能会随着温度的降低而有所提高。这一点在众多实验研究中^[3,10-12] 也已得到证实。 $\gamma_{\text{CTH:YAG}}^*$ 的性质反映了 CTH:YAG 系统中 Ho^{3+} 的能级结构和工作特性,明确了温度和跃迁能级的影响,对改善系统工作特性和优化输出结果具有指导性意义。

参考文献:

[1] Ye Hong-bo, Zhu Chang-hong, Li Zheng-jia. Present development of Cr,Tm,Ho:YAG laser at 2.1 μm wavelength [J]. Laser Technology, 1996, 20(4): 253 - 256. (in Chinese)

nese)

叶洪波,朱长虹,李正佳. 2.1 μm 波长 Cr,Tm,Ho:YAG 激光器的进展[J]. 激光技术, 1996, 20(4): 253 - 256.

[2] Li Zheng-jia, Liu Ya-qin, Zhu Chang-hong, et al. CTH:YAG Laser and Its clinical application [J]. Laser & Infrared, 1996, 26(3): 187 - 190. (in Chinese)

李正佳,刘娅琴,朱长虹,等. CTH:YAG 激光器及其医学临床应用[J]. 激光与红外, 1996, 26(3): 187 - 190.

[3] Ye Hong-bo, Kuang Neng-jun, Zhu Chang-hong, et al. Ho:YAG laser with 3 J output operating at room temperature and 2.1 μm wavelength [J]. Laser Technology, 1996, 20(6): 352 - 355. (in Chinese)

叶洪波,邝能俊,朱长虹,等. 室温下 Ho:YAG 激光器输出 3 J 的 2.1 μm 激光[J]. 激光技术, 1996, 20(6): 352 - 355.

[4] Chen Hui-min, Li Ping, Yan Xiao-peng, et al. High power Cr,Tm,Ho:YAG laser using multi-route technique [J]. Laser & Infrared, 2006, 36(10): 925 - 926. (in Chinese)
陈慧敏,栗苹,闫晓鹏,等. 多路高功率 Cr,Tm,Ho:YAG 激光器技术 [J]. 激光与红外, 2006, 36(10): 925 - 926.

[5] Chen Chang-shui, Wang Jin, Song Zhi-hong, et al. Experimental study of Q-switched Cr,Tm,Ho:YAG laser [J]. Chinese Journal of Quantum Electronics, 1998, 15(6): 564 - 571. (in Chinese)

陈长水,王瑾,宋执红,等. 动态 Cr,Tm,Ho:YAG 激光器的实验研究 [J]. 量子电子学报, 1998, 15(6): 564 - 571.

[6] Mahendra G Jani, Norman P Barnes, Keith E Murray. Flash-lamp-pumped Ho:Tm:Cr:YAG and Ho:Tm:Er:YLF lasers: experimental results of a single, long pulse length comparison [J]. Applied Optics, 1997, 36(15): 3357 - 3362.

[7] S R Bowman, M J Winings, S Searles, et al. Short-Pulsed 2.1 μm Laser Performance of Cr,Tm,Ho:YAG [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1991, 27(5): 1129 - 1131.

[8] Walter Koechner. Solid-state laser engineering [M]. Sun Wen, Jiang Ze Wen, Cheng Guo Xiang, Tranl. Beijing: Science Press, 2002. (in Chinese)

W 克希耐尔. 固体激光工程 [M]. 孙文, 江泽文, 程国祥, 译. 北京: 科学出版社, 2002.

[9] John J Degnan. Theory of the optimally coupled Q-switched laser [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1989, 25(2): 214 - 220.

[10] Yao Yu-cheng, Li Zheng-jia, Huang Chu-yu, et al. Study of the medical Cr,Tm,Ho:YAG laser system [J]. Applied

- Laser,2006,26(4):239-242. (in Chinese)
- 姚育成,李正佳,黄楚云,等. Cr,Tm,Ho:YAG 激光器的研究及设计[J]. 应用激光,2006,26(4):239-242.
- [11] Yao Yu-cheng, Li Zheng-jia, Huang Chu-yu, et al. Theoretical simulation of Cr,Tm,Ho:YAG laser[J]. Acta Photonica Sinica,2007,36(7):1351-1355. (in Chinese)
- 姚育成,李正佳,黄楚云,等. Cr,Tm,Ho:YAG 激光器的理论模拟[J]. 光子学报,2007,36(7):1351-1355.
- [12] Steven R Bowman, M J Winings, Raymond C Y Auyeung, et al. Laser and spectral properties of Cr,Tm,Ho:YAG at 2.1 μm [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics,1991,27(9):2142-2149.
- [13] John B Gruber, Marian E Hills, Michael D Seltzer, et al. Energy levels and crystal quantum states of trivalent holmium in yttrium aluminum garnet [J]. J. Appl. Phys, 1991,69(12):8183-8204.
- [14] Tso Yee Fan, G Huber, Robert L Byer, et al. Spectroscopy and diode laser-pumped operation of Tm, Ho:YAG [J]. IEEE Journal of Quantum Electronics, 1988, 24(6):924-933.