

文章编号: 1001-3806(2005)05-0466-04

C→A 跃迁准分子激光阈值条件的研究

邓国庆, 朱志强, 余吟山*

(中国科学院安徽光学精密机械研究所 准分子激光实验室, 合肥 230031)

摘要: 对于激光系统性能而言, 激光工作阈值条件具有非常重要的意义。C→A 跃迁的低增益、宽带脉冲准分子激光的阈值条件及其激光抽运脉冲有密切关系。在激光四能级系统速率方程的基础上, 利用增益开关和 Q 开关的分析方法来研究 C→A 跃迁的低增益脉冲准分子激光阈值条件, 给出了其在不同增益脉宽情况下一致的阈值条件。结果表明, 在增益脉宽很短时, 准分子激光和连续激光的阈值条件完全不同, 取决于时间积分常数要大于一临界值。

关键词: 准分子激光; C→A 跃迁; 阈值条件; 速率方程

中图分类号: TN248.2 **文献标识码:** A

Study of the C→A transition excimer laser threshold condition

DENG Guo-qing, ZHU Zhi-qiang, YU Yin-shan

(Laboratory for Excimer Laser, Anhui Institute of Optics and Fine Mechanics, the Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, China)

Abstract: For the laser system performance, the threshold condition is of great significance. The threshold condition of C→A transition low gain, broadband-pulsed excimer laser is closely relative to the pump pulse. Based on the rate equations of four-level laser energy systems, the analytical methods of gain switching and Q-switch are used to study the threshold condition of the C→A transition low gain pulsed excimer laser. While the threshold conditions in the different gain duration are given. The analytical results show the threshold condition of the C→A transition low gain excimer laser is fundamentally different from the CW laser in short gain pulse, and depends on time integrated gain coefficient that has to exceed a critical value.

Key words: excimer laser; C→A transition; threshold condition; rate equation

引言

连续激光器的光学谐振腔单程稳态净增益超过谐振腔损耗时, 则激光振荡就能产生。连续激光器的标准阈值条件^[1]可表示为: $g \cdot c \tau_{ph} \geq 1$ 。其中, g 为小信号增益系数; c 为光在激光介质中的速度; τ_{ph} 则为腔内的光子寿命。对于连续激光器和增益脉宽比其谐振腔的光子寿命长的脉冲激光器来讲, 这是激光能够产生的充要条件。然而, 对于低增益、宽带准分子激光, 如电子束抽运的 C→A 态跃迁的 $XeF^{[2,3]}$ 和三原子准分子 $Xe_2Cl^{[4]}$ 及 $Kr_2Cs^{[5]}$ 其增益脉宽和谐振腔光子寿命差不多甚至会更小。此时尽管激光系统参数中随时间变化的小信号增益系数还不能产生引起激光振荡的足够强的自发辐射 (ASE), 但是它却仍能符合上面所描述的稳态激光阈值条件。在 C→A 跃迁的低增益、宽带准分子激光中, 准分子激光脉冲将在由激光谐振腔中的小信号增益和光子寿命来决定的时间范围内振荡产生。当激光系统反转粒子数下降的速度要比激光振

荡建立的速度快的话, 激光脉冲是不能达到饱和的。也就是说, 即使稳态阈值条件得到满足, 也不可能产生准分子激光脉冲。作者的目的在于利用激光四能级系统的速率方程^[6]拟合激光的跃迁行为, 并利用合理的近似, 得到在不同增益条件下统一的 C→A 跃迁的低增益、宽带准分子激光的阈值条件。

1 准分子激光四能级速率方程

准分子激光器特别是稀有气体卤化物 (rare gas halide, RH) 准分子激光在工业、科研和医疗等领域有重要作用。稀有气体、卤素气体和缓冲气体组成的激光介质在电子束或高压快放电抽运激励下, 由于高能电子与中性粒子和离子之间相互作用, 产生稀有气体卤化物准分子。准分子极其不稳定, 激发态寿命一般为 10^{-8} s, 而其基态为排斥态寿命只有 10^{-13} s, 很快由于相互排斥而分解。因此, 准分子的出现总是以它们的特征辐射谱的出现为标志, 受激辐射对应束缚的激发态到排斥的基态间的跃迁^[7]。典型的准分子势能曲线如图 1 所示。

A, X 为排斥的基态, B, C, D 为激发态, RH^* 表示稀有气体卤化物束缚态 (RH) 准分子, 在平衡核间距 R_0 处激发态势能最低, 受激形成的准分子在 R_0 附近

作者简介: 邓国庆 (1976-), 男, 博士研究生, 主要从事新型准分子激光技术及应用领域的研究工作。

* 通讯联系人。E-mail: ysyu@aiofm.ac.cn

收稿日期: 2004-06-24; 收到修改稿日期: 2004-09-17

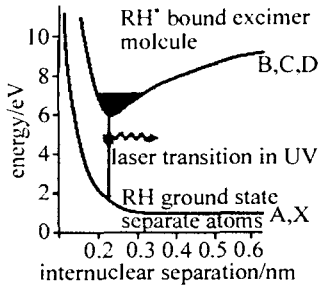


Fig. 1 Potential curve diagram of excimer

受到束缚,根据 Frank-Condon 原理,在 R_0 附近的 Frank-Condon 区域内有最大的跃迁几率。由于基态几乎不存在准分子,很容易在激发态和基态间建立起粒子数反转,所以从理论上讲准分子是理想的四能级系统。准分子主要跃迁辐射发生在 $B \rightarrow X, C \rightarrow A$ 过程中^[8]主要讨论的是低增益,宽带的 $C \rightarrow A$ 跃迁辐射的准分子阈值条件。

激光的动态特性可以通过一组联立速率方程相当精确地加以描述,最简单的方法是用一对联立微分方程,来表示空间分布均匀的激光介质内的反转粒子数和光子数密度。现在根据图 2 所示的四能级系统能级简图来近似描述 $C \rightarrow A$ 跃迁的准分子系统的速率方程。

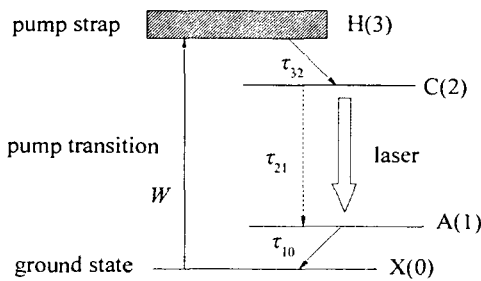


Fig. 2 C to A transition excimer four-level diagram

文中的速率方程涉及很多简化的假设,使用单组速率方程时,忽略了激光介质内辐射的轴向和径向变化。尽管有这些限制,这种简化的速率方程仍是有用的公式,有助于理解实际应用中准分子激光器件的特性。

抽运带的高能级准分子向激光跃迁的上能级 $C(2)$ 跃迁的速率非常快,以致可以忽略抽运带的粒子数,即 $n_3 \approx 0$ 。在具有这种假设下的四能级系统中,两个激光能级之间的粒子数变化量为:

$$\frac{dn_2}{dt} = W - B_{21}\rho(\nu)n_2 - A_{21}n_2 + B_{12}\rho(\nu)n_1 \quad (1)$$

$$\frac{dn_1}{dt} = B_{21}\rho(\nu)n_2 - B_{12}\rho(\nu)n_1 + A_{21}n_2 - A_{10}n_1 \quad (2)$$

式中, W 为抽运密度; B_{21} 是受激辐射跃迁系数; $\rho(\nu)$ 是单位频率能量密度; A_{21}, A_{10} 是自发辐射跃迁几率; B_{12} 是受激吸收系数。由于准分子能级是近似理想的四能级系统,受激形成的准分子在排斥的能级 $A(1)$ 的寿

命很短,可以认为能级 $A(1)$ 以无限快的速度向基态能级消耗,那么有 $A_{10} \Rightarrow \infty$, 则根据 (2) 式得到 $n_1 \approx 0$ 。此时所有的粒子数都分布在激光跃迁的上能级中。则反转粒子数密度 n 就为上能级的粒子数密度,即 $n = n_2$, 因此,可以用下式取代 (1) 式和 (2) 式:

$$\frac{dn}{dt} = W - B_{21}\rho(\nu)n - A_{21}n \quad (3)$$

为分析问题方便,用光子密度 ϕ 和受激发射截面 σ 来表示上述速率方程,受激发射系数 B_{21} 和发射截面之间关系为:

$$B_{21} = \frac{c}{h\nu g(\nu)} \cdot \sigma \quad (4)$$

而单位频率能量密度可以用线型因子 $g(\nu)$, 单光子能量 $h\nu$ 和光子密度 ϕ 表示:

$$\rho(\nu) = h\nu g(\nu)\phi \quad (5)$$

将 (4) 式、(5) 式代入 (3) 式可得到:

$$\frac{dn}{dt} = W - c\sigma\phi n - \frac{n}{\tau_{21}} \quad (6)$$

至于谐振腔内光子密度随时间的变化率也可以根据同样的分析得到如下表达式:

$$\frac{d\phi}{dt} = c\sigma\phi n - \frac{\phi}{\tau_{res}} - \alpha\phi + \frac{\Omega}{4\pi} \frac{n}{\tau_{rad}} \quad (7)$$

初始条件为: $n(0) = \phi(0) = 0$ 。式中第 1 项为受激辐射光子密度增加量;第 2 项为谐振腔输出损耗,假设激光腔长为 d ,后腔反射镜的放射率为 100%,耦和输出窗透射率为 T ,则谐振腔光子寿命为 $\tau_{res} = 2d/cT$;第 3 项为谐振腔内部损耗;第 4 项为沿光轴立体角内的自发辐射引起的光子数增加。 τ_{rad} 为上激光能级向下激光能级的辐射寿命,一般来讲要大于激光上能级寿命 τ_{21} 。这种增加量虽小,但却提供了产生激光的辐射源。为了分析方便,进一步简化 (7) 式。首先忽略谐振腔内部损耗,由于自发辐射光子只是作为种子光子在激光振荡初期存在,所以,可以利用小信号增益为 g_0 的初始光子密度 ϕ_0 替代自发辐射: $\phi_0 = k(2d/c)(\Omega/4\pi)(g_0/\sigma\tau_{rad})$, 这样准分子速率方程就写成:

$$\frac{dn}{dt} = W - c\sigma\phi n - \frac{n}{\tau_{21}}, n(0) = 0 \quad (8)$$

$$\frac{d\phi}{dt} = c\sigma\phi n - \frac{\phi}{\tau_{res}}, \phi(0) = \phi_0 \quad (9)$$

2 准分子激光阈值条件

为了使谐振腔内光子数密度增加, (9) 式中可以很清楚得到,必须要满足 $c\sigma n > \tau_{res}^{-1}$ 的基本条件,因为 $\sigma n = g_0$, 所以,该阈值条件和引言中提到的连续激光腔的阈值条件是等同的。然而,在不同抽运增益条件下, $C \rightarrow A$ 跃迁的低增益,宽带脉冲准分子激光有不同的阈值条件。

假设 $C \rightarrow A$ 跃迁的准分子抽运脉宽比激光上能级

寿命还短,则增益脉宽就相当于激光上能级寿命,那么抽运脉冲可以描述成产生初始反转粒子数 n_0 的 δ 函数脉冲。反转粒子数密度变化量为 $n(t) = n_0 \exp(-t/\tau_{21})$, 代入(9)式后积分得到:

$$\phi(t) = \phi_0 \exp\left\{-t/\tau_{res} + \sigma c n_0 \tau_{21} \times [1 - \exp(-t/\tau_{21})]\right\} \quad (10)$$

(10)式表示的光子密度在 $t_{max} = \tau_{21} \ln(cg_0\tau_{res})$ 时有最大的输出光子密度:

$$\phi_{max,ext} = T\phi_0(T/2dg_0)^{c\tau_{21}T/2d} \times \exp[(cg_0 - cT/2d)\tau_{21}] \quad (11)$$

取 $\partial\phi_{max,ext}/\partial T = 0$ 时,有谐振腔最佳耦和输出率 T 表达式为: $T \cdot \exp(2d/cT\tau_{21}) = 2dg_0$, 方程两边同乘以 $c\tau_{21}/2d$, 得到下式:

$$(cT\tau_{21}/2d) \exp(2d/cT\tau_{21}) = cg_0\tau_{21} \quad (12)$$

令 $x = cT\tau_{21}/2d$, 则(12)式的左边形式为 $x \exp(1/x)$, 当 $x = 1$ 时有最小值 e 。

对于自发辐射占有主导地位的装置,最佳耦和输出率总是 $T = 1$ 。当受激辐射开始起作用,谐振腔反馈就变得很重要,当受激辐射足够强时,就有不为 100% 的最佳耦和输出率出现,最佳耦和输出率是受激辐射占主导地位的装置的特性之一。对于低增益脉冲准分子激光来讲,可以认为满足最佳耦和输出率的条件就为激光阈值条件。根据(12)式可以得到在近似 δ 函数脉冲抽运条件下,小信号增益系数为 g_0 , 增益寿命为 τ_{21} 的激光阈值条件为:

$$g_0 \cdot c\tau_{21} \geq e \quad (13)$$

上面讨论了准分子抽运脉宽小于激光上能级寿命情况下的激光阈值情况,接下来讨论抽运脉宽远大于激光上能级寿命的情况。此时,谐振腔内光子数密度和增益系数主要由抽运脉冲决定,抽运脉宽为 τ_p 产生的最大输出光子密度近似为:

$$\phi_{max,ext} \approx T\phi_0 \exp[g_0 c\tau_p - (c\tau_p/2d)T] \quad (14)$$

该式存在最佳耦和输出率的条件为: $\tau_p cT/2d = 1$ 或 $\tau_p = \tau_{res}$, 由于小信号增益系数要大于谐振腔损耗: $g_0 \geq (T/2d)$ 。两边同时乘上 $c\tau_p$ 得到激光阈值条件为:

$$g_0 \cdot c\tau_p \geq 1 \quad (15)$$

在此定义 τ_g 表示由激光上能级寿命 τ_{21} 或激光抽运脉宽寿命 τ_p 决定的增益脉宽,那么不同抽运条件下的低增益脉冲准分子激光阈值条件(13)式、(15)式可统一写成:

$$g_0 \cdot c\tau_g \geq K \quad (16)$$

式中, $1 \leq K \leq 3$ 为常数,取决于抽运脉冲。(16)式所示的准分子激光阈值条件和连续激光器阈值条件有同样的形式,只是用增益脉宽 τ_g 代替光子寿命 τ_{ph} 。对于连续激光器 $\tau_g \gg \tau_{ph}$, 引言中的阈值条件是激光振荡的充要条件。然而,对于 $C \rightarrow A$ 跃迁的低增益准分子激光器: $\tau_g \leq \tau_{ph}$, 激光增益降低的速度比激光脉冲建立的

快得多,尽管满足“增益”大于“损耗”的标准阈值条件,激光仍旧工作在阈值以下。定义 $G = g_0 c\tau_g$ 为归一化时间积分增益系数,那么(16)式可理解成时间积分增益系数必须超过一常数,即 $G \geq K$ 。

通过速率方程(9)式可以更清楚地理解归一化时间积分增益系数的意义:

$$\phi(t) = \phi_0 \exp\left\{-t/\tau_{res} + \sigma c \int_0^t n(t) dt\right\} \quad (17)$$

式中, $\sigma c \int_0^t n(t) dt = G(t)$ 就为归一化时间积分增益。

下面利用类似增益开关和 Q 开关分析模式的方法来研究低增益脉冲准分子激光器的阈值问题^[9]。

对于 δ 函数抽运脉冲, $n(0) = n_0$, 则(8)式可以写成:

$$\frac{dn}{dt} = -c\sigma\phi n - \frac{n}{\tau_{21}}, n(0) = n_0 \quad (18)$$

(9)式除以(18)式得到:

$$\frac{d\phi}{dn} = \frac{(cn\sigma - 1/\tau_{res})\phi}{(-c\phi\sigma - 1/\tau_{21})n} \quad (19)$$

初始条件为: $\phi(0) = \phi_0, n(0) = n_0$, 对上式进行积分可得到:

$$\phi - \phi_0 + (1/\sigma c\tau_{21}) \ln(\phi/\phi_0) = n_0 - n - (1/\sigma c\tau_{res}) \ln(n_0/n) \quad (20)$$

以反转粒子数密度为函数的光子数密度变化曲线见图3。

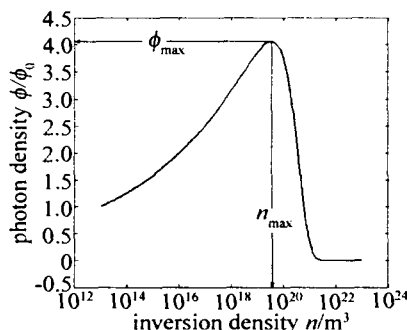


Fig. 3 Photon density as a function of the inversion density

$C \rightarrow A$ 跃迁的 XeF 准分子参数: $T = 0.1, g_0 = 0.02 \text{ cm}^{-1}, \sigma = 10^{-17} \text{ cm}^2, \tau_{21} = 10^{-8} \text{ s}, \tau_{rad} = 10^{-7} \text{ s}, d = 15 \text{ cm}, \Omega/4\pi = 8 \times 10^{-4}$ 。随着反转粒子数增加,谐振腔内光子数增强,当反转粒子数达到 n_{opt} , 激光辐射此时接近饱和 ϕ_{max} , 从(19)式很明显知道 $n_{opt} = 1/c\sigma\tau_{res} = T/2d\sigma$ 。把 n_{opt} 代入(20)式得到依据初始光子密度和反转粒子数密度的最大激光谐振腔光子密度公式:

$$\phi_{max} - \phi_0 + (1/\sigma c\tau_{21}) \ln(\phi_{max}/\phi_0) = n_0 - T/2d\sigma - (T/2d\sigma) \ln(2d\sigma n_0/T) \quad (21)$$

最大激光输出光子密度是 $\phi_{max,ext} = T\phi_{max}$ 。

同样为了找到最佳耦和输出率,要求 $\partial T\phi_{max}/\partial T = 0$, 经过计算得到以下条件:

$$\frac{1}{n_0} (\phi_{max} + \phi_{sat}) = \frac{T}{2d\sigma n_0} \ln\left(\frac{2d\sigma n_0}{T}\right) \quad (22)$$

式中, $\phi_{sat} = 1/\sigma c\tau_{21}$ 为饱和光子密度。公式右边当

$2d\sigma n_0/T = e$ 时,有最大值 e^{-1} ,即:

$$(\phi_{\max} + \phi_{\text{sat}})/n_0 \leq e^{-1} \quad (23)$$

当激光工作在阈值附近时, $\phi_{\max} \ll \phi_{\text{sat}}$, 则(23)式可以写成 $\phi_{\text{sat}}/n_0 \leq e^{-1}$, 代入饱和光子密度定义后得到时间积分增益系数 $G = g_0 c \tau_{21} \geq e$, 这和前面得出的阈值条件(13)式相一致。

3 分析

准分子激光抽运激励为 δ 函数脉冲时速率方程(10)式的近似解和完整速率方程(6)式、(7)式的数值解如图4所示。

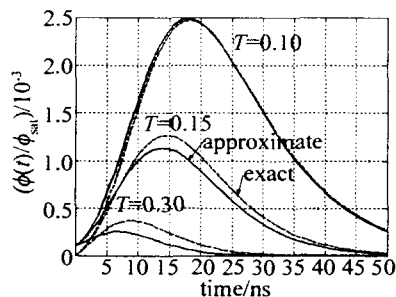


Fig. 4 Normalized intracavity photon density as a function of time for the different mirror transmissions

两种条件下的基本激光参数为: $g_0 = 0.02 \text{ cm}^{-1}$, $\sigma = 10^{-17} \text{ cm}^{-2}$, $\tau_{21} = 10^{-8} \text{ s}$, $\tau_{\text{rad}} = 10^{-7} \text{ s}$, $d = 15 \text{ cm}$, $\Omega/4\pi = 8 \times 10^{-4}$. 式中, $\phi_{\text{sat}} = 1/\sigma c \tau_{21}$ 为饱和光子密度。

从图中可以看出,当耦合输出率 $T \leq 0.3$ 和时间积分增益系数 $G = g_0 c \tau_{21} \leq 10$ 时,简化(10)式的近似解是完备(6)式、(7)式精确解的合理近似。

对于大多数激光器而言,激活介质长度 l 要小于谐振腔的长度 d ; 同时如果考虑激光器谐振腔内的杂散损耗为 α_0 , 那么完整的 $C \rightarrow A$ 跃迁的脉冲准分子激

光器的阈值条件可写成:

$$(l/d)(g_0 - \alpha_0) \geq \max\left[\frac{1}{c\tau_{\text{ph}}}, \frac{K}{c\tau_g}\right] \quad (24)$$

4 结束语

在激光四能级系统速率方程的基础上,分析讨论了不同增益条件下的 $C \rightarrow A$ 跃迁型脉冲准分子激光阈值条件。在抽运增益脉宽很短时,该阈值条件和连续激光阈值条件完全不同,要求激光系统的时间积分增益系数要超过一定临界值,才能保证激光工作在阈值之上。

参考文献

- [1] YARIV A. Instruction to optical electronics [M]. Beijing: Science Press, 1983. 124 ~ 140.
- [2] TCHEREMISKINE V I, SENTIS M L, MIKHEEV L D. Amplification of ultrashort laser pulses in the photolytically driven XeF ($C \rightarrow A$) active medium [J]. A P L, 2002, 81(3): 403 ~ 405.
- [3] SENTIS M L, TCHEREMISKINE V I, DELAPORTE P C *et al.* XeF ($C \rightarrow A$) laser pumped by formed-ferrite open discharge radiation [J]. A P L, 1997, 70(10): 1198 ~ 1200.
- [4] TANG K Y, LORENTS D C, HUESTIS D L. Gain measurements on the triatomic excimer Xe₂Cl [J]. A P L, 1980, 36(5): 347 ~ 349.
- [5] DELAPORTE P, VOITIK M, SENTIS M. Observation of triatomic ionic excimers: emission spectra of Kr₂⁺Cs [J]. A P L, 1997, 70(19): 2526 ~ 2528.
- [6] KHAN A U, KASHA M. Mechanism of four-level laser action in solution excimer and excited-state proton-transfer cases [J]. Proceedings of the National Academy of Sciences, 1983, 80(6): 1767 ~ 1770.
- [7] MANDL A, RUSSELL J A, LITZENBERGER L. XeF ($C \rightarrow A$) bandwidth control measurements [J]. J A P, 1992, 71(4): 1606 ~ 1609.
- [8] TAYLOR R S, LEOPOLD K E, TAN K O. Continuous B \rightarrow X excimer fluorescence using direct current discharge excitation [J]. A P L, 1991, 59(5): 525 ~ 527.
- [9] MAROWSKY G, MUNZ M. Excimer laser gain by pulse shape analysis [J]. IEEE J Q E, 1981, QE17(7): 1281 ~ 1285.
- [5] 傅戈雁, 刘义伦, 石世宏 *et al.* 激光熔覆层开裂行为的影响因素及控制方法 [J]. 光学技术, 2000, 26(1): 84 ~ 89.
- [6] QIAN M, LIM I C, CHEN Z D *et al.* Parametric studies of laser cladding processes [J]. Journal of Materials Processing Technology, 1997, 63(13): 590 ~ 593.
- [7] 殷威青, 李海刚, 罗 键. 用电磁搅拌抑制 LD10CS 铝合金焊缝热裂纹的研究 [J]. 西安交通大学学报, 1998, 32(5): 91 ~ 95.
- [8] 张景新, 张 奎, 刘国钧 *et al.* 电磁搅拌制备半固态材料非枝晶组织的形成机制 [J]. 中国有色金属学报, 2000, 10(4): 510 ~ 515.
- [9] 王晓东, 李廷举, 金俊泽. 电磁场对连铸末端凝固过程的影响 [J]. 金属学报, 2001, 37(9): 971 ~ 974.
- [10] 毛卫民, 李树索, 赵爱民 *et al.* 电磁搅拌对过共晶 Al-Si 合金初生 Si 长大过程和形貌的影响 [J]. 材料科学与工艺, 2001, 9(2): 117 ~ 121.
- [1] 李 强, 欧阳家虎, 雷廷权 *et al.* 材料表面激光熔覆研究进展 [J]. 材料科学与进展, 1996, 4(4): 22 ~ 36.
- [2] 宋武林, 朱蓓蒂, 甘翠华 *et al.* 激光熔覆层结晶方向对覆层裂纹方向和开裂敏感性的影响 [J]. 中国激光, 1995, 22(4): 309 ~ 312.
- [3] 吴新伟, 曾晓雁, 朱蓓蒂 *et al.* 镍基 WC 金属陶瓷层激光熔覆层开裂性的研究 [J]. 中国激光, 1997, 24(6): 570 ~ 576.
- [4] 梅 雨, 安世民, 王 茹 *et al.* 激光熔覆 TiC/Ni + Cr 涂层过程中陶瓷相的行为 [J]. 金属热处理学报, 1996, 17(4): 1 ~ 6.

(上接第 451 页)

和微观组织都有影响,电磁搅拌能明显细化熔覆层中的 WC 组织, 并使其分布均匀化, 同时电磁搅拌能明显细化熔覆层过渡区中的树枝晶组织。

参 考 文 献