

文章编号: 1001-3806(2005)04-0354-04

Cr⁴⁺:YAG 激光器中产生孤子脉冲的理论分析

余先伦^{1,2}, 赵威威¹, 杨伯君^{2*}, 于 丽²

(1. 重庆三峡学院 电子工程系, 万州 404000; 2. 北京邮电大学 理学院 物理系, 北京 100876)

摘要: 为了寻找理想的光纤低损耗区进行光孤子通信的孤子源, 根据脉冲在 Cr⁴⁺:YAG 激光器里传播特性获得了带微扰的非线性薛定谔方程, 系统分析了腔内色散、增益、损耗、非线性效应等对基态孤子脉冲的影响以及 Cr⁴⁺:YAG 激光器腔结构与锁模基态孤子脉冲参数的相互关系, 证明在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中能够产生基态孤子脉冲, Cr⁴⁺:YAG 激光器可作为光孤子通信系统的孤子源。

关键词: Cr⁴⁺:YAG 激光器; 光孤子; 群速度色散; 非线性效应

中图分类号: TN248.1 **文献标识码:** A

The theoretical analysis of the fundamental soliton generation in the Cr⁴⁺:YAG laser

YU Xian-lun^{1,2}, ZHAO Weiwei¹, YANG Bo-jun², YU Li²

(1. Department of Electronics Engineering Chongqing Three Gorges University, Wanzhou 404000 China; 2. Department of Physics, School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876 China)

Abstract The soliton source is the key element in the soliton communication system. In order to search the satisfying soliton source in the low loss fiber of the soliton communication, the disturbed nonlinear Schrödinger equation of the ultrashort optical pulses was derived in response to the property of pulse in the Cr⁴⁺:YAG laser; the influence of dispersion and gain and loss and nonlinear effect on the fundamental soliton was analysed in the cavity system, the relation between the configuration of the cavity and the parameters of the fundamental soliton was discussed. It is proved that the generation of the fundamental soliton in the Cr⁴⁺:YAG laser and the Cr⁴⁺:YAG laser may be the soliton source of the soliton communication system.

Key words Cr⁴⁺:YAG laser; soliton; group velocity dispersion; non-linearity effect

引 言

1973年, IBM 的 HASEGAWA 等人提出了可在光纤中传输光孤子的通信新理念。1980年, MOLLENANER 等人用实验证实了光孤子的存在。光孤子在介质中的传播行为可通过非线性薛定谔(NLS)方程描述。孤子产生于群速度色散与非线性效应之间的平衡, 适当调整介质的非线性效应和色散效应, 输入光脉冲就可演化成精确可控的强度为双曲正割形的光孤子序列输出脉冲。当光脉冲在介质中传播时, 介质折射率随光强变化产生自相位调制效应, 产生一个附加相移, 当介质中的自相位调制效应能补偿脉冲的群速度色散作用时, 即能达到一种平衡时, 这时光脉冲在介质中自行缩窄与群速度色散引起的脉冲展宽相平衡, 脉冲就演化为光孤子形成稳定的传播, 光孤子在传播过

程中形状和功率都不会发生改变。光孤子是光纤通信系统中最理想的信息载体。

在光孤子通信系统中, 光孤子源是光孤子通信系统的关键器件。理想的光孤子源应能在 1500nm 附近波长区域提供变换极限的双曲正割形超短光脉冲。理想的孤子脉冲激光器要求, 输出光孤子的轮廓清晰准确没有次峰和脉座, 序列脉冲的形态、脉宽、脉高均相同。上世纪 80 年代以来, 国内外众多科学家们都在致力于光孤子源的研究和开发, 已报道的有色心孤子激光器、喇曼孤子激光器、参量振荡孤子激光器、掺铒光纤孤子激光器、锁模半导体孤子激光器和增益开关半导体准孤子激光器等^[1~4]。Cr⁴⁺:YAG 孤子激光器是上世纪 90 年代提出的一种工作在 1500nm 附近的被动锁模孤子脉冲激光器^[5], 它具有能量较高、脉宽窄、中心波长可调等特点。理论已经证明在光孤子激光器系统中产生孤子脉冲输出的 3 个基本条件是: 原始光脉冲, 介质的群速度色散和非线性效应。

作者从理论上论证了在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中可以产生基态光孤子脉冲, 系统考虑了三阶色散、增益、损耗等对被动锁模 Cr⁴⁺:YAG 激光器所产生的基态孤子

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60378011)

作者简介: 余先伦 (1967-), 男, 副教授, 硕士研究生, 主要从事光电子器件、激光器、量子通信等方面研究。

* 通讯联系人。E-mail: bojunyang99@sina.com

收稿日期: 2004-05-31; 收到修改稿日期: 2004-07-28

脉冲所造成的影响,分析了 Cr⁴⁺:YAG 激光器腔结构与锁模基态孤子脉冲参数的相互关系。

1 Cr⁴⁺:YAG 激光器中光脉冲传播方程

在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中,描述光脉冲在谐振腔中传播特性的方程可以用下式表示^[6]:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = \left[-D \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \gamma |a|^2 a \right] + D_3 \frac{\partial^3 a}{\partial t^3} + (g-l)a + \frac{g}{\Omega^2} \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \alpha_3 |a|^2 a - \alpha_5 |a|^4 a \quad (1)$$

式中, z 代表脉冲传播距离, t 代表脉冲传播时间, a 是电场慢变包络振幅, D 代表二阶色散参量, D_3 代表三阶色散参量, γ 表示 Kerr 非线性系数, g 是腔内增益介质的增益系数, l 代表腔内扰动介质的损耗系数, Ω 是增益介质的增益带宽, α_3 , α_5 是腔内介质饱和吸收的三阶和五阶参数。

Cr⁴⁺:YAG 晶体的 Ω 的值大约是 2.9×10^{14} Hz 这个量级^[6], 其平方是在 10^{28} 这个数量级, 故 (1) 式右边倒数第 3 项不予考虑, 则对 (1) 式进行简化可得:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = \left[-D \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \gamma |a|^2 a \right] + D_3 \frac{\partial^3 a}{\partial t^3} + (g-l)a + \alpha_3 |a|^2 a - \alpha_5 |a|^4 a \quad (2)$$

对这个方程归一化处理, 令归一化振幅为 $u = \frac{a}{\sqrt{P_0}}$, 归一化距离为 $\xi = z/L_d$, 归一化时间是 $\tau = t/\tau_0$, 其中 P_0 和 τ_0 是初始脉冲的功率和脉宽, 并定义色散长度 $L_d = \tau_0^2/2D$ 和非线性长度 $L_n = 1/\gamma P_0$, (2) 式变为归一化方程为:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = \left[\sigma \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} + (g-l)u + \eta_1 |u|^2 u - \eta_2 |u|^4 u \right] \quad (3)$$

式中, $\sigma = \frac{D_3}{2D \tau_0}$, $\eta_1 = P_0 \alpha_3 \frac{\tau_0^2}{2D}$, $\eta_2 = P_0^2 \alpha_5 \frac{\tau_0^2}{2D}$, 它们分别与三阶色散、介质的饱和吸收有关, (3) 式就是光脉冲在 Cr⁴⁺:YAG 激光腔内传播的 NLS 方程。

光脉冲在 Cr⁴⁺:YAG 固体激光器里传播, 激光增益介质等腔内元件都会引入色散, 包括二阶和三阶色散, 如果这些元件的三阶色散值与二阶色散值相比较是相对较弱的, 是在二阶色散量非常小时才予以考虑, 则三阶色散项可作为微扰处理。脉冲在激光腔内稳定传播形成孤子, 它要求增益和损耗要达到一个动态的平衡, 这样增益和损耗的差值也必须在 0 附近波动, 所以 (3) 式右边第 2 项的值很微弱, 可把它们看成微扰项, Cr⁴⁺:YAG 晶体室温下的吸收带主要有 0.48 μm, 0.65 μm, 1 μm, 而吸收系数与晶体光学品质有关, 在 850 nm ~ 1150 nm 波长范围内其值大约是在 $1.5 \text{ cm}^{-1} \sim$

3.5 cm^{-1} 这个范围, 而 Cr⁴⁺:YAG 晶体的荧光中心波长在 1400 nm 附近^[7]。由于 Cr⁴⁺:YAG 激光器的脉冲输出波长在 1500 nm 附近区域, 在这个波长区域晶体对脉冲吸收非常的小, 所以, (3) 式右边最后两项也可以作为微扰处理, 则 (3) 式就是一个带微扰的 NLS 方程, 它具有孤子解, 对 (3) 式求解, 它的基态孤子解可以用下面形式表述:

$$u(\xi, \tau) = \eta \text{sech}[\eta(\tau - q)] \exp(-i\delta\tau + i\phi) \quad (4)$$

式中, η , q , δ , ϕ 是代表孤子脉冲的孤子振幅、位置、载频和相位 4 个参量, 它们都与 ξ 有关。

作者首次推导出光脉冲在 Cr⁴⁺:YAG 激光器里传播时带微扰的 NLS 方程, 在理论上证实 Cr⁴⁺:YAG 激光器是可以产生基态孤子脉冲的。1997 年, COLLINGS 等人已经在实验里证实 Cr⁴⁺:YAG 激光器里能够产生脉宽为大约 200 fs 的基态孤子脉冲^[5]。

2 Cr⁴⁺:YAG 激光器腔内微扰对基态孤子脉冲参数的影响

对 (3) 式右边的两项进行考虑, 讨论三阶色散以及增益、损耗对基态孤子脉冲的参数所能产生的影响。首先考虑增益和损耗项, 而三阶色散当作 0 处理, 这时 (3) 式变为:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = i(g-l)u \quad (5)$$

在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中脉冲稳定传播时, 增益和损耗要达到一种动态平衡, 即 $(g-l)u$ 的值要非常小, 孤子振幅与孤子脉宽的乘积可以认为保持不变, 采用绝热微扰理论对 (5) 式求解, 可得到基态孤子脉冲的 4 个参数与 ξ 关系的常微分方程组:

$$\begin{cases} \frac{d\eta}{d\xi} = \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} (g-l)u^* d\tau \\ \frac{dq}{d\xi} = -\delta + \frac{1}{\eta^2} \text{Re} \int_{-\infty}^{\infty} (g-l)(\tau-q)u^* d\tau \\ \frac{d\delta}{d\xi} = -\text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} (g-l) \tanh[\eta(\tau-q)]u^* d\tau \\ \frac{d\phi}{d\xi} = \text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} (g-l) \left\{ \frac{1}{\eta} - (\tau-q) \times \right. \\ \left. \tanh[\eta(\tau-q)] \right\} u^* d\tau + \frac{(\eta^2 - \delta^2)}{2} + q \frac{dq}{d\xi} \end{cases} \quad (6)$$

对这个微分方程组进行积分得到只有孤子振幅与相位才与 ξ 有关, 而脉冲位置和频率与 ξ 无关, 其解为:

$$\begin{cases} \eta(\xi) = \eta_0 \exp[2(g-l)\xi] \\ q(\xi) = q_0 \\ \delta(\xi) = \delta_0 \\ \phi(\xi) = \phi(0) - \frac{1 - \exp[4(g-l)\xi]}{8(g-l)} \end{cases} \quad (7)$$

假定脉冲初始振幅是 η_0 , 初始相位为 $\phi(0)$, q_0 是初始

位置, ξ_0 是初始频率。把这 4 个参数代入孤子解 (4) 式, 可得到孤子解的表达式, 从 (7) 式可知, 增益和损耗共同作用的结果是使孤子脉冲的振幅发生振荡, 因为脉冲振幅与宽度的乘积保持不变, 所以脉冲宽度也会发生振荡, 一般来说, 随着光脉冲在腔内不同区域传播, 在增益介质内增益大于损耗, $(g-l)$ 的值为正, 脉冲缩窄; 在其它腔内扰动介质传播时, 损耗可能大于增益, $(g-l)$ 的值为负, 脉冲宽度展宽。作出脉冲宽度随归一化距离传播的振荡关系图 (见图 1)。

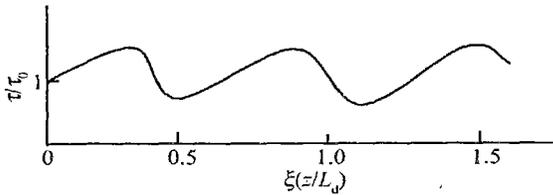
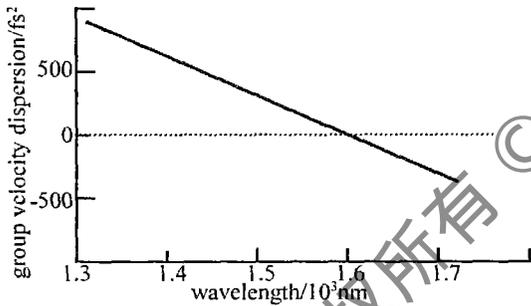


Fig 1 The relation between the width of the fundamental soliton pulse and the distance in the influence of gain and loss

现在考虑 (3) 式里三阶色散的作用, 而 $(g-l)$ 的值当作 0 处理, 则 (3) 式变为:

$$i \frac{\partial u}{\partial \xi} + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + |u|^2 u = i \frac{\partial^3 u}{\partial \tau^3} \quad (8)$$

在 Cr^{4+} :YAG 激光器里, 二阶色散与波长的关系如图 2 所示^[5]。当激光腔内光脉冲波长远离零色散波长时,



二阶色散对脉冲的影响占主要地位, 这样, (8) 式右边对脉冲的影响可以认为是微扰, 同样采用绝热微扰理论对 (8) 式进行求解, 则孤子解 4 个参数随 ξ 变化的表达式可用下式简单表示:

$$\begin{cases} \eta = \eta_0 \\ \frac{d\eta}{d\xi} = \frac{D_3}{2|D_1|\tau_0} \eta^2 \\ \delta = \delta_0 \\ \phi = \phi_0 \end{cases} \quad (9)$$

式中, 脉冲初始振幅是 η_0 , 初始相位为 ϕ_0 , q_0 是初始位置, ξ_0 是初始频率。从 (9) 式可知, 孤子振幅、载频以及相位都不受三阶色散 (TOD) 的影响, 只有孤子位置是 ξ 的函数, 因此在 TOD 的作用下, 只有孤子峰随 ξ 线性变化, 即 TOD 减慢了孤子, 结果是孤子峰被延迟, 延迟量随距离线性增加, 其变化关系可用图 3 表示。

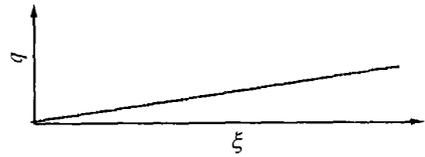


Fig 3 The relation between the delay of soliton and the distance in the influence of the TOD

从上面分析可知, 在 Cr^{4+} :YAG 激光器里能够产生基态孤子脉冲, 而产生的基态孤子脉冲要受到腔内扰动介质的增益和损耗、三阶色散等影响, 因此, 从 Cr^{4+} :YAG 激光器实际产生的脉冲不管是振幅还是相位或峰值位置都会与标准孤子形式发生偏离, 导致实际上的脉冲时域波形和光谱图形与理论上的不严格一致, 以及脉冲波形与理论孤子波形的偏离。孤子阶数的定义式是 $N^2 = L_d/L_m$, 对于基态孤子, $N = 1$, 但是可以证明 N 的值可以不严格保持为 1, N 的值在 0.5 和 1.5 之间脉冲都可以自行保持其基态光孤子的形状, 这可以在很多文献上找到, 所以孤子具有较强的抗干扰能力, 这也是光孤子为什么是光通信系统里理想载体的原因之一。孤子在弱扰动下通常是稳定的, 当基态孤子脉冲沿激光腔传输时如存在扰动, 则脉冲将会自行调整它的形状和脉宽以保持其基态孤子形状, 只是在此过程中脉冲的一部分能量将被色散掉。也就是说在 Cr^{4+} :YAG 孤子激光器腔里虽然有很多扰动因素对基态孤子脉冲造成影响, 但是基态孤子仍能保持其形状在腔内传播。

3 Cr^{4+} :YAG 激光器腔结构对锁模基态孤子脉冲参数的影响

3.1 色散补偿

从第 1 节分析可知, 在 Cr^{4+} :YAG 激光器中要产生基态孤子脉冲, 要求腔内群速度色散 (group velocity dispersion GVD) 和自相位调制 (self-phase modulation SPM) 两种效应能够相互补偿, 它们之间必须有很好的平衡, 即使有扰动, 这个扰动相对于它们的平均值也是非常微小的。对于 Cr^{4+} :YAG 激光器, Cr^{4+} :YAG 晶体既是增益介质又是非线性介质, 它的非线性系数可用右式表示为: $\chi = (2\pi/\lambda A_{\text{eff}}) n_2 P_0 L$ (10) 式中, 晶体长度 L 大约是 10mm~20mm, 晶体的非线性折射率系数 n_2 是 10^{-20} 这个量级, 基态孤子脉冲功率 P_0 大约在 100mW 以内, 晶体中光束有效截面积 A_{eff} 是数十微米量级, 中心波长 λ 是 1.5 μm 左右。把它们代入 (10) 式计算, 可得 χ , 这个值是很小的, 大约为 10^{-16} es 量级, 因此, Cr^{4+} :YAG 晶体的非线性效应不可能很大, 但是腔内元件的二阶色散效应与之相比相应却较大, 色散和非线性效应之间不能达到平衡, 这样就不能得到基态孤子脉冲, 这也是在一般的 Cr^{4+} :YAG 激

光器中不能产生基态孤子脉冲的原因。

如果要在 Cr⁴⁺:YAG 激光器里产生基态孤子脉冲, 必须让激光腔内的二阶色散量很小, 以使色散能与非线性效应之间能达到平衡。在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中增益介质的 GVD 值随波长的变化曲线如图 2 所示。从图中可知 GVD 值在 1580nm 附近是 0 在 1525nm, GVD 是 $7\text{fs}^2/\text{mm}^{[5]}$, 而 Cr⁴⁺:YAG 孤子脉冲激光器的运转波长是在 1550nm 附近, 在这个波长处激光器腔内正 GVD 的值虽不会很大, 但它与 SPM 相比仍很大, 这就要求在 Cr⁴⁺:YAG 激光器里必须进行色散补偿减小整个腔内的二阶色散, 使之能与腔内的 SPM 平衡。色散补偿一般采用熔融石英棱镜对进行, 熔融石英棱镜对只能产生负的 GVD^[8], 其色散值能够通过调节棱镜对顶点之间的距离进行改变, 而熔融石英中的 SPM 是可以不予考虑的。由于激光腔中的 GVD 不是很大, 所以需要补偿的 GVD 不会很多, 这样只要求熔融石英棱镜对的小量 GVD 就可以进行色散补偿, 故棱镜对顶点之间的距离应比较小 (大约在 10mm), 这与一般其它激光器中采用棱镜对进行色散补偿有一点不同, 在其它激光器中所需 GVD 补偿是比较大的。

基态孤子脉冲在腔内传播时, 在腔内不同位置处 GVD 和 SPM 的值不严格相同, 它们对孤子的光谱和时域形状要产生扰动, 脉冲要保持为基态孤子所有的扰动相对于 GVD 和 SPM 的平均值就必须很小, 即对脉冲而言, 腔内的色散长度 L_d 和非线性长度 L_n 必须比那个介质的物理长度要大很多, 这样孤子仍可保持其形状在腔内传播。在 Cr⁴⁺:YAG 激光器腔内, 其色散长度的定义是 $L_d = \tau_0^2/2|D|$, 而非线性长度的定义是 $L_n = 1/\chi P_0$, 对于脉宽是 200fs 左右输出功率是几十毫瓦的孤子脉冲, 通过计算它们在激光器腔内的典型值分别是 60cm 和 100cm 左右, 而腔内产生 GVD 和 SPM 的 Cr⁴⁺:YAG 介质其长度一般是 10mm 左右, 棱镜对的底边长也是 10mm 左右这个范围, L_d 和 L_n 的值比扰动介质的物理长度要大得多, 故可以认为物理介质在腔内对孤子脉冲虽有扰动但孤子形状不受大的影响。

所以, 在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中要产生基态孤子脉冲, 一定要进行色散补偿, 同时为了使孤子脉冲比较容易形成, 腔内元件要尽可能小, 元件之间的距离也不能太大, 也即 Cr⁴⁺:YAG 激光器的腔结构要做得非常简洁紧凑。

3.2 脉冲能量的影响

根据色散长度和非线性长度的定义可知, 在 Cr⁴⁺:YAG 激光腔内脉冲要保持基态孤子传播所需的峰值功率是 $P_0 = 2|D|/\chi\tau_0^2$ 。但是在实际的激光器中脉冲的峰值功率一般不可能精确使 $N = 1$, 这样由于腔内元件的自相位调制效应会使光脉冲产生正啁啾, 这

时的孤子脉冲就会带有一定的啁啾。在反常色散区, 由 SPM 引入的正啁啾可采用色散来进行补偿, 当腔内孤子脉冲的平均功率较低时, 对应脉冲的峰值功率也低, SPM 引入的啁啾量较小, 其补偿主要是通过腔内色散进行, 此时相应的无啁啾孤子脉冲对应的色散值接近于脉冲最窄处对应的色散值, 当腔内脉冲的平均功率加大时, 脉冲峰值功率加大, SPM 在脉冲中心引入很强的线性啁啾, 而脉冲的前后沿带有很强的非线性啁啾, 导致脉冲展宽。此时, 若腔内色散量较小时, 只能补偿部分线性啁啾, 若要得到无啁啾的孤子脉冲, 只有增加腔内色散, 通过孤子整形效应使脉冲形成基态孤子。

在 Cr⁴⁺:YAG 激光器腔内由于脉冲峰值功率的波动会造成输出孤子脉冲参数的变化, 在负色散区, 能对应最窄的孤子脉冲, 但孤子脉冲的啁啾量不为 0, 如果腔内脉冲平均功率增加, 输出脉冲宽度可能会变得越来越窄, 可是最窄脉冲对应的色散参数越来越大, 因此孤子脉冲的啁啾也会越来越大, 越来越偏离基态孤子形状, 并且从 3.1 节的分析可知, 腔内色散补偿不可能很大, 所以, Cr⁴⁺:YAG 激光器输出的基态孤子脉冲的平均功率不可能很大。

3.3 在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中进行锁模得到稳定基态孤子

在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中要产生稳定的基态孤子输出脉冲, 这类激光器中光脉冲的模式必须很稳定, 这样必须对激光器进行锁模, 在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中一般都是采用被动锁模方式进行锁模, 从 3.1 节分析可知, 产生基态孤子脉冲的 Cr⁴⁺:YAG 激光器的体积小、结构紧凑, 因此, 必然要求 Cr⁴⁺:YAG 激光器的锁模元件不能增加激光器太大的体积, 并能使激光器结构依然十分简洁紧凑, 并且这种锁模元件引入的 GVD 和 SPM 也要非常的小, 可饱和布喇格反射镜 (SBR) 刚好是这样的一种锁模元件, 这种 SBR 在腔内引入的 GVD 和 SPM 可以忽略, 同时采用它锁模还有很多其它优点, 可参考文献 [9]。因此, 在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中产生基态孤子脉冲, 一般必须采用 SBR 进行锁模以得到稳定的被动锁模基态孤子脉冲。

4 结 论

首先从理论上论证了可以通过 Cr⁴⁺:YAG 激光器产生基态孤子脉冲, 它得到了实验的证实。进一步考虑了腔内介质的三阶色散、增益和损耗等因素对基态孤子解的影响, 分析了在 Cr⁴⁺:YAG 激光器腔结构与基态孤子脉冲参数的相互关系。在 Cr⁴⁺:YAG 激光器中要产生基态孤子脉冲, 须要进行小量的色散补偿, 采用

(下转第 372 页)

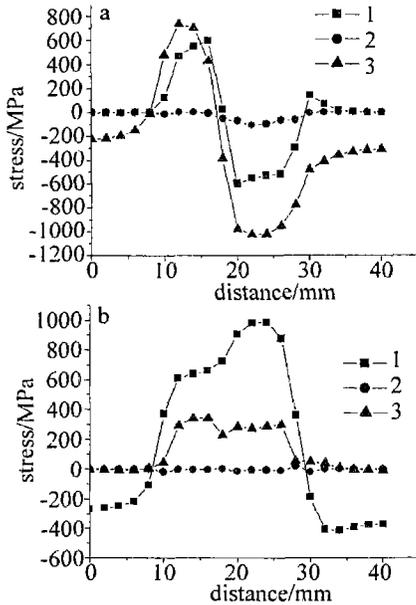


Fig. 5 Distribution of the thermal stress in the overlapping area

力分布, 图中的拉应力区对应的位置即为前一道扫描带, 在激光相邻扫描条件下, 该拉应力极值减小, 并从拉应力迅速过渡到压应力。图 5b 是激光处理结束, 沿 z 向路径的应力分布。两条扫描带内应力分布稍有差别, 在同未计入组织应力的前提下, 新扫描带的应力大于前一道。如果综合考虑激光扫描过程中的相变应力影响, 在搭接区内将呈现极为复杂的残余应力分布^[6]。本文中在这方面进行了一定假设。

2.4 搭接区裂纹的抑制措施

由上述理论分析, 材料在激光扫描过程中经历异常剧烈的热循环和应力变化, 因此搭接区对裂纹的敏感性很高, 为了有效抑制这种情况出现, 可以考虑从以下几点加以解决: (1) 在保证淬火质量的前提下, 尽量

采用低功率 + 低扫描速度的方式, 因为材料表面的能量密度越高, 热循环越剧烈; (2) 搭接率不宜过大, 此值越大, 搭接边沿越接近扫描带中部的 2 次淬火区, 因此裂纹越容易萌生。

3 结论

(1) 激光处理过程中必然存在搭接现象, 搭接区内由于特殊的温变过程而导致其循环规律与其它区域不同, 最终搭接区表面硬度呈现不均匀分布的特点。

(2) 激光处理搭接区内存在 2 次淬火区和回火区, 其位置分别位于搭接中心区和搭接区边界。

(3) 只考虑热应力的情况下, 由于光束搭接作用, 第 2 道扫描对前一道扫描区内部的拉应力有降低的作用。

参考文献

- [1] 史晓强, 王大承. 激光相变硬化处理的模拟 [J]. 应用激光, 2001, 21(3): 172~174.
- [2] 李俊昌. 激光热处理优化控制研究 [M]. 北京: 冶金工业出版社, 1995. 130~136.
- [3] 刘怀喜, 张三川. 综合工艺参数对常用钢铁材料的激光淬火特性的影响 [J]. 激光杂志, 2001, 22(1): 33~34.
- [4] GARNOV S V, KONOV V I. Experimental study of temperature dependence of reflectivity and heat capacity of steels and alloys at continuous wave Nd: YAG laser heating [J]. SPIE, 1996, 3093: 160~175.
- [5] BOHOTA A, ISKERKA S. Numerical prediction of the hardened zone in laser treatment of carbon steel [J]. Acta Mater, 1996, 44(2): 445~450.
- [6] TEKEIRA V, ANDRISHKY M. Analysis of residual stresses in thermal barrier coatings [J]. Journal of Materials Processing Technology, 1999, 92(93): 209~216.
- [7] (上接第 357 页)
- [8] SBR 进行锁模, 使 Cr^{4+} :YAG 激光器的激光腔结构简洁紧凑。文中的分析对研制 Cr^{4+} :YAG 孤子激光器具有理论指导意义。
- [9] tons [J]. Opt Lett, 1992, 17(2): 1550~1552.
- [10] FONTANA F, BORDOGNA G, FRANCO P *et al*. Condition for soliton generation in harmonically mode-locked erbium-doped fiber lasers [J]. Electron Lett, 1993, 29(18): 1652~1654.
- [11] COLLINGS C, BERGMAN K. True fundamental solitons in a passively mode-locked short-cavity Cr^{4+} :YAG laser [J]. Opt Lett, 1997, 22(14): 1098~1100.
- [12] THEMER J, HAYDUK M, KROL M F *et al*. Mode-locked Cr^{4+} :YAG laser model and experiment [J]. Opt Commun, 1997, 142: 55~60.
- [13] EILERSH, DENNIS W M, YEN W M *et al*. Performance of a Cr^{4+} :YAG laser [J]. IEEE J Q E, 1993, 29(9): 2508~2512.
- [14] FORK R L, MARTNEZ O E. Negative dispersion using pairs of prisms [J]. Opt Lett, 1984, 9(2): 150~152.
- [15] 余先伦, 曹轶乐, 杨伯君 *et al*. 锁模元件 SBR 用于飞秒固体激光器中的分析 [J]. 激光技术, 2004, 28(4): 397~400.