

文章编号:1001-5078(2007)07-0629-04

Cr^{4+} :YAG 激光介质的非线性效应对振荡脉冲的影响

余先伦, 廖京川

(重庆三峡学院物理与电子工程学院光电信息技术实验室, 重庆 404000)

摘要: Cr^{4+} :YAG 晶体具有独特的增益特性和非线性特性, 从 Cr^{4+} :YAG 激光器的传播方程出发讨论了晶体的非线性效应对激光脉冲的影响, 由于激光晶体的非线性效应 Cr^{4+} :YAG 激光器可以在不存在其他锁模器件情形下自锁模, 并使激光脉冲出现频率啁啾, 在激光器腔内进行色散补偿并使色散与非线性效应达到平衡时腔内可形成孤子脉冲, 成为一种孤子源。

关键词: 激光技术; Cr^{4+} :YAG 激光器; 非线性效应; 自锁模; 孤子; 啁啾

中图分类号: TN281.1 **文献标识码:** A

Influence of Gain Medium Nonlinear Effect to Oscillating Pulse in Cr^{4+} :YAG Laser

YU Xian-lun, LIAO Jing-chuan

(The department of physics and electronics engineering, the Chongqing Three Gorges University,
Opto-electronic Information Science and Technology Laboratory, Chongqing 404000, China)

Abstract: It is the unique gain and nonlinear attribute of the Cr^{4+} :YAG crystal, the influence to pulse is discussed by the crystal nonlinear effect from the propagation equation in the Cr^{4+} :YAG laser. It is possible that self mode-locked without other mode-locked device for the crystal nonlinear effect and the pulse frequency chirp by the crystal nonlinear effect, the soliton pulse is generated in the balance between dispersion and nonlinear effect by dispersion compensation in the cavity, it is one of soliton light source.

Key words: laser technique; Cr^{4+} :YAG laser; nonlinear effect; self-mode-locked; soliton; chirp

1 引言

1988年, Angen等人第一次报道了 Cr^{4+} :YAG (掺铬的钇铝石榴石) 晶体在激光器中的应用^[1], Cr^{4+} :YAG 晶体具有良好的导热特性、高的损伤阈值、稳定的物理和化学性质、高的抗应力能力以及吸收截面大、饱和光强小、掺杂浓度高、无退化现象、寿命长等特点, 用 Cr^{4+} :YAG 晶体制作成的激光器其脉冲宽度很窄, 在飞秒量级, 这种激光器输出的激光波长在 1550nm 附近, 正好处在光纤的低损耗区, 并能在一个很大的波长范围内调谐, 其调谐范围达 1335 ~ 1635nm^[2-7], Cr^{4+} :YAG 激光器在未来的光纤

通信、信息光电子学领域和量子通信领域将占有非常重要的地位。增益介质 Cr^{4+} :YAG 晶体本身又具有非线性特征, 其非线性效应可以使这种激光器在没有其他锁模元件的情况下自锁模, 产生锁模脉冲, 当在腔内进行色散补偿并使腔内色散与非线性效应达到平衡时, 这种激光器可以输出孤子脉冲, 成为一

基金项目: 国家自然科学基金 (60378011); 重庆市教委和重庆三峡学院课题资助。

作者简介: 余先伦 (1967 -), 男, 硕士, 副教授, 主要从事激光器、光纤通信、光电器件和光子晶体光纤等方面研究。E-mail: yuxian896@sohu.com

收稿日期: 2007-01-19

种新的孤子源^[8]。

本文主要讨论 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 固体激光器中晶体的非线性效应对腔内激光脉冲的特性所产生的影响。

2 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体基本特性

固体激光器的工作物质由激活离子和基质两部分组成,激活离子的能级结构决定了激光晶体的光谱特性和荧光现象等激光性质,基质材料提供合适的配位场。 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的激活离子是 Cr^{4+} ,在 Cr^{4+} 的电子组态中,未被填满壳层的电子处于不同轨道运动和自旋运动状态,形成一系列能级。基质是钇铝石榴石晶体(YAG),这种晶体机械性能稳定,损伤阈值高,具有优良的物理和化学性质,是一种非常理想的基质晶体, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体是在 YAG 基质里掺入 Cr^{4+} ,用 Cr^{4+} 替换四面体上的 Al 离子, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体属于三能级系统, Cr^{4+} 离子的能级分裂演化形成能带,其结构图如图 1 所示^[2]。

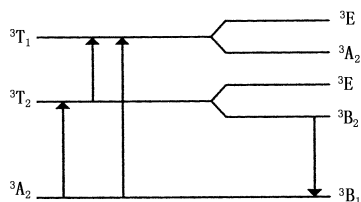


图1 在 YAG 中 Cr^{4+} 离子能级结构图

$\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体室温下的吸收带主要有 $0.48\mu\text{m}$, $0.65\mu\text{m}$, $1\mu\text{m}$, 其吸收谱如图 2 所示。其中 $1\mu\text{m}$ 的红外吸收带是一个很宽的吸收带,在 $850\sim 1150\text{nm}$ 范围内有很好的吸收效率,可以使

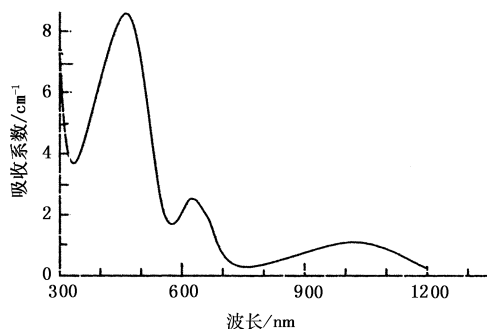


图2 室温下 $\text{Cr, Ca:Y}_3\text{Al}_5\text{O}_{12}$ 的吸收谱

用多种泵浦源^[2-3]。其主要因素是因为粒子在 $^3\text{A}_2$ 和 $^3\text{T}_2$ 之间的跃迁,其吸收截面在 1064nm 波长处大约是 $(7 \pm 0.8) \times 10^{-18}\text{cm}^2$,同时 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体在这个波段范围除有很强的基态吸收外,还存在较强的激发态吸收,其主要原因是粒子从 $^3\text{T}_2$ 亚稳态到更高的激发态 $^3\text{T}_1$ 的跃迁,其吸收截面大约是 $(2 \pm 0.3) \times$

10^{-18}cm^2 ,但粒子在 $^3\text{T}_1$ 态的寿命很短,大约是 50ps ,它会很快跃迁回 $^3\text{T}_2$ 态。 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器的激光辐射谱中心是 1400nm ,它有一个近 400nm 宽的荧光带宽,如图 3 所示^[2],它是 Cr^{4+} 离子的属性表现,对应了图 1 中电子从能带 $^3\text{B}_2$ 至 $^3\text{A}_2$ 的辐射跃迁,因此用 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体作为激光增益介质的激光器能够实现激光调谐输出, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器属于全固化可调谐固体激光器,结构简洁紧凑。选择合适的调谐方式, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器可在 $1300\sim 1600\text{nm}$ 波长范围内调谐输出激光,这个波段是光通信的低损耗区域和人眼的安全波段。

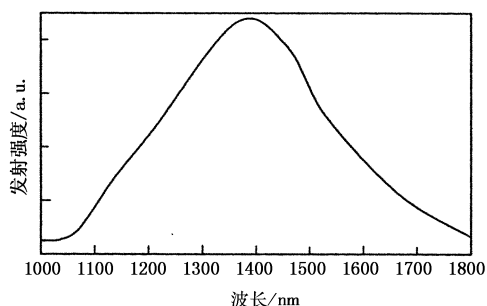


图3 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的辐射谱

3 光脉冲在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器中传播模型

可以采用下式描述光脉冲在谐振腔中传播特性^[7]:

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

其中, a 是腔内电场慢变包络振幅; D 代表二阶群速度色散(GVD)参量; D_3 代表三阶色散参量; γ 表示晶体的 Kerr 非线性系数; g 是腔内 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的增益系数; α 代表腔内扰动介质的损耗系数; Ω_f 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。

当腔内脉冲趋于稳定时,腔内增益和吸收、损耗需要达到平衡,同时忽略增益带宽的影响,方程(1)可改写为:

$$\frac{\partial a}{\partial z} = i \left(-D \frac{\partial^2 a}{\partial t^2} + \gamma |a|^2 a \right) + D_3 \frac{\partial^3 a}{\partial t^3} \quad (2)$$

方程(2)是一个 NLS 方程,描述了光脉冲在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光腔内的传播特性,对方程(2)求解,它的解形式是:

$$a(z, t) = \eta \text{sech}[\eta(t - q)] \exp(-i\delta t + i\phi) \quad (3)$$

其中, η, q, δ, ϕ 是代表激光脉冲的振幅、位置、载频和相位四个参量, 它们都与 z 有关。根据式(3)可得腔内脉冲传播情形如图4所示。

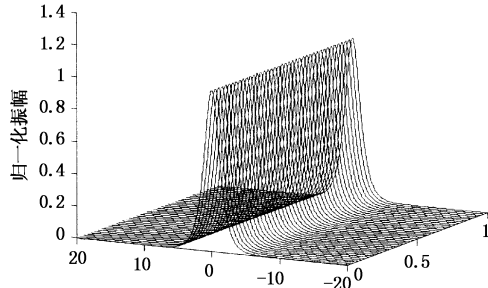


图4 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器腔内脉冲传播

4 非线性效应对腔内脉冲的影响

由于激光器腔内脉冲对激光晶体的高强度作用, 增益介质 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的束缚电子会进行非谐振运动, 结果导致晶体电偶极子的极化强度对于激光脉冲呈现出非线性, 也即激光晶体对光脉冲的响应变成非线性, 因此在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器中, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体既是增益介质又是非线性介质, 它的非线性系数可用式表示为:

$$\gamma = \frac{2\pi}{\lambda A_{\text{eff}}} n_2 p_0 L \quad (4)$$

其中, L 表示晶体长度; λ 激光器振荡脉冲波长; n_2 是晶体的非线性折射率系数; p_0 表示激光器腔内振荡脉冲功率; A_{eff} 表示晶体中光束有效截面积。从式(4)可知, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器腔内的非线性效应与晶体的长度、非线性折射率和腔内振荡脉冲的功率成正比, 与腔内脉冲的有效面积和波长成反比。如 L 取 $10 \sim 20\text{mm}$, λ 取 1550nm , n_2 大约在 10^{-20} 这个数量级, p_0 一般是在几十毫瓦, A_{eff} 大约在数十平方微米这个量级, 把这些值代入式(4), 可计算得 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的非线性系数 γ 的值, 这个值大约为 10^{-16}esu 量级, 因为 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体非线性效应, 使得这种激光器具有其他激光器没有的独特性质。

4.1 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器自锁模现象

在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 固体激光器中, 因为非线性效应现象, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的折射率将随脉冲光强发生变化, 可表示为:

$$n = n_0 \gamma |a|^2 \quad (5)$$

式中, n_2 为晶体固有折射率; γ 为晶体非线性效应系数并由式(4)表述; $|a|^2$ 为腔内振荡脉冲的光强。

式(5)反映了 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的非线性特性, 即 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体既是激光增益工作物质又是非线性克尔介质, 激光器腔内可以不需要任何其他锁模元件就能自锁模, 它属于克尔透镜锁模(KLM)。其本质是腔内 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体的 Kerr 自聚焦效应并与腔内光阑相结合, 对于光脉冲而言自聚焦效应与腔内光阑的结合就相当于一个快饱和吸收体, 对应了一个与光强有关的损耗调制, 可表示为:

$$\alpha = \alpha_0 - \beta |a|^2 \quad (6)$$

式中, α 代表损耗; β 损耗调制系数。因为损耗调制将会改变光脉冲的空间和时间的分布, 从而使时域中脉冲的峰值附近光强较强处比两侧边沿附近光强较低处能获得更大的净增益, 考虑激光介质的增益, 根据式(1)得非线性效应情况下自锁模 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器脉冲演变的主方程:

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{1}{T_r} (g - \alpha + \gamma |a|^2) a \quad (7)$$

式中, a 为归一化的传播脉冲的振幅; T_r 是脉冲在腔中的一次往返时间; g, α, γ 分别为脉冲在腔内往返一周时的增益、损耗和非线性效应的大小。这个方程反映了光脉冲在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光腔内传播时由于腔内元件增益、损耗和非线性效应的影响光脉冲随时间的演变关系。

4.2 孤子脉冲的形成

根据式(2), 如果使 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器腔内非线性效应能与色散之间达到平衡, 则腔内脉冲就会形成一种孤子脉冲, 在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器中增益介质的群速度色散 GVD 值随波长的变化曲线如图5所示^[8]。

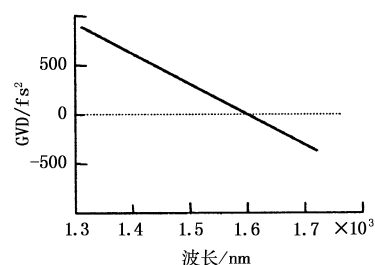


图5 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器中 GVD 随波长的变化关系

从图5可知 GVD 值在 1580nm 附近是零, 在 1525nm GVD 是 $7\text{fs}^2/\text{mm}$, 而 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 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 GVD 的值为正且较小, 但它与非线性效应相比仍很大, 这就要求在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器里必

须进行色散补偿减小整个腔内的色散,使之能与腔内的非线性效应平衡。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,其色散值能够通过调节棱镜对顶点之间的距离进行改变,而熔融石英中的非线性效应是可以不予考虑的。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,所以棱镜对顶点之间的距离应比较小(大约在 10mm)。如果在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器腔内加上熔硅棱镜对进行色散补偿,激光器腔内就可以产生孤子脉冲,在零色散附近腔内孤子脉冲传播图形如图 6 所示。

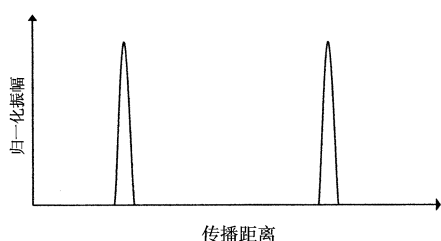


图6 激光器腔内孤子脉冲的传播

孤子脉冲在腔内传播时,在腔内不同位置处 GVD 和非线性效应的值不严格相同,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则所有的扰动相对于 GVD 和非线性效应的平均值就必须很小,也就是对于脉冲而言,腔内的色散长度 L_D 和非线性长度 L_{NL} 必须比 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 介质的物理长度要大很多,这样孤子才可保持其形状在腔内传播。在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器腔内,色散长度定义为 $L_D = \tau_0^2/2|D|$,非线性长度定义为 $L_{NL} = 1/\gamma p_0$,对于脉宽是 200fs 左右输出功率是几十毫瓦的激光脉冲,则它们的典型值分别是 60cm 和 100cm 左右,而腔内产生 GVD 和非线性效应的 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 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_{NL} 的值比扰动介质的物理长度要大得多,因此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影响。

4.3 激光脉冲的频率啁啾

在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器里,因为非线性效应,激光脉冲的非线性相位可表示为:

$$\phi_{NL}(L, T) = |a(T)|^2 (L_{\text{eff}}/L_{NL}) \quad (8)$$

其中, L_{eff} 表示激光腔的有效长度,可定义为 $L_{\text{eff}} = [1 - \exp(-\alpha L)]/\alpha$ 。式(8)表明,脉冲的相位随光

强发生变化,但脉冲形状保持不变,最大相移出现在脉冲中心,瞬时变化的相位说明脉冲中心频率与其两侧有着不同的瞬时光频率,其差值为相位对时间的微分 $\delta\omega(T) = -\frac{\partial\phi_{NL}}{\partial T}$, $\delta\omega$ 的时间依赖性即激光脉冲的频率啁啾,它随传输距离的增加而增大,即非线性效应将导致激光脉冲的频率啁啾。

5 结论

在 $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 激光器中, $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ 晶体既是增益介质又是非线性介质,充分利用晶体的非线性效应可以使激光器在不存在其他锁模器件情况下自锁模,也可以在腔内进行适当的色散补偿而获得孤子脉冲,这种非线性效应也会导致激光脉冲的频率啁啾。

参考文献:

- [1] N B Angert, N I Borodin, V M Garmash, et al. Lasing due to impurity color centers in yttrium aluminum garnet crystals at wavelengths in the range 1.35 – 1.45 μm [J]. Sov. J. Quantum Electron, 1988, 18: 73 – 74.
- [2] Hergen Eilers, William M Dennis, William M Yen, et al. Performance of a $\text{Cr}:\text{YAG}$ laser [J]. IEEE J. Quantum Electron, 1993, 29(9): 2508 – 2512.
- [3] Alphan Sennaroglu, Clifford R Pollock. Efficient continuous-wave chromium-doped YAG laser [J]. J. Opt. Soc. Am. B, 1995, 12(5): 930 – 937.
- [4] C G Leburn, A A Lagatsky, C T A Brown, et al. Femtosecond $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ laser with 4GHz pulse repetition rate [J]. Electron. Lett, 2004, 40(13): 805 – 807.
- [5] A A Lagatsky, C C Leburn, C T A Brown, et al. Compact self-starting femtosecond $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ laser diode pumped by a Yb-fiber laser [J]. Opt. Comm., 2003, 217: 363 – 367.
- [6] A J Alcock, P Sorach, K Hnatovsky. Broadly tunable continuous-wave diode-pumped $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ laser [J]. Opt. Comm., 2003, 215: 153 – 157.
- [7] J Theimer, M Hayduk, M F Krol, et al. Mode-locked $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ laser: model and experiment [J]. Opt. Comm., 1997, (142): 55 – 60.
- [8] C Collings, K Bergman. True fundamental solitons in a passively mode-locked short-cavity $\text{Cr}^{4+}:\text{YAG}$ laser [J]. Opt. Lett., 1997, 22(14): 1098 – 1100.