

文章编号: 1001-3806(2005)03-0248-03

固体激光器中色散与自相位调制对脉冲的影响

曹轶乐, 于 丽, 杨伯君*

(北京邮电大学 理学院, 北京 100876)

摘要: 为研究群时延色散与自相位调制对被动锁模固体激光器输出脉冲的影响, 数值求解了描述激光器动力学的 Haus 主方程。采用饱和吸收体的快饱和模型, 分析了群时延色散与自相位调制相互平衡和二者共同作用时的两种条件下, 脉冲在腔内的演化。结果表明, 后一种情况可以使固体激光器产生更短更稳定的光脉冲。

关键词: 飞秒脉冲固体激光器; 群时延色散; 自相位调制; 脉宽

中图分类号: TN 248.1 文献标识码: A

Effects of dispersion and self-phase modulation on pulses in solid-state laser

CAO Yi-le, YU Li, YANG Bo-jun

(School of Science, Beijing University of Posts and Telecommunications, Beijing 100876, China)

Abstract In order to discuss the effects of group delay dispersion (GDD) and self-phase modulation (SPM) on the pulses generated from passively mode locking solid state laser, the Haus master equation which described the femtosecond pulse solid laser dynamics was solved numerically. Adopting the fast saturable absorber model, the pulse evolutions were analyzed in two conditions, one of which was the balance between GDD and SPM, and the other was the effect of GDD and SPM together. The conclusion shows shorter and steadier pulse can be produced by solid-state laser in the latter condition.

Key words femtosecond pulse solid-state lasers; group delay dispersion; self-phase modulation; pulse width

引 言

自从上个世纪 60 年代的红宝石激光器问世以来, 固体激光器得到了迅速的发展^[1,2]。为了得到更短的光脉冲, 发展了多种锁模技术, 主要分为两类: 主动锁模和被动锁模。由于激光器的主动锁模使用外驱动调制器, 外驱动的速率限制调制器的响应速度, 而被动锁模却无此限制, 所以, 被动锁模可以产生比主动锁模更短的光脉冲。故此, 多种被动锁模技术得到了发展, 例如附加脉冲锁模、Kerr 镜锁模^[3]以及利用半导体饱和吸收镜锁模^[4]等。

在一定的抽运功率下, 影响脉宽的主要因素是腔内的净色散量^[5]。固体激光器中工作物质的二阶色散在一定的频谱范围内通常为正值, 为了使色散与自相位调制相互平衡而产生短脉冲, 应将其二阶色散补偿为负。较为常用的色散控制的方法是使用棱镜对^[6]、双啁啾镜^[7]以及近期内提出的使用负色散镜^[8]。棱镜对可以补偿二阶色散, 并且可以通过调节棱镜对间隔来改变色散^[9], 但是由于其在补偿二阶色散的同

时, 又引入了高阶色散, 而且棱镜对的间隔较大, 限制了激光器的尺寸和输出脉冲的重复频率。而双啁啾镜和负色散镜可以通过设计其膜层厚度将二阶色散与高阶色散同时补偿。

本文中首先引入固体激光器的数值模型, 并解释其中每个参量的物理意义。然后利用分步傅里叶方法对数值模型求解, 并讨论群速度色散和自相位平衡与二者共同作用两种情况下, 激光器输出的稳定脉冲与频谱。

1 固体激光器的数值模型

固体激光器中脉冲形成的过程可以建立如下模型, 假设脉冲在激光腔中的每个往返周期内经历的线性与非线性变化均较小, 此脉冲的平均动力学模型可由 Haus 主方程来描述^[10-12]:

$$T_r \frac{\partial}{\partial T} A(T, t) = \left[-D \frac{\partial^2}{\partial t^2} + i\delta |A|^2 \right] A + \left[g - l + D_{gr} \frac{\partial^2}{\partial t^2} - q(T, t) \right] A \quad (1)$$

式中, $A(T, t)$ 为电场包络的慢变化振幅, T_r 为光在腔内的往返时间, D 为腔内的群时延色散, δ 为自相位调制 (SPM) 因子, g 代表饱和增益, l 为一个往返周期的损耗, $D_{gr} = g/\Omega_g^2 + 1/\Omega_b$ 为增益和腔内滤波色散, Ω_g 为半极大半宽 (half width half maximum, HWHM) 的增

基金项目: 国家自然科学基金资助项目 (60378011)

作者简介: 曹轶乐 (1973-), 男, 博士, 从事超短脉冲产生理论和量子通信的研究。

* 通讯联系人。E-mail: bojnyang99@sina.com

收稿日期: 2004-04-15; 收到修改稿日期: 2004-06-03

益带宽, Ω_f 为滤波器的 HWHM 带宽。 q 为饱和吸收因子, 是由于超短脉冲而引起的饱和吸收体的响应。 因为固体激光器中增益截面很小, 对腔内单脉冲时的脉冲能量而言, 增益吸收可忽略。

自相位调制因子定义为 $\delta = (2\pi n_2 / \lambda_0 A_{eff}) l$, 其中, n_2 为非线性折射率系数, λ_0 为脉冲的中心波长, A_{eff} 为激光模式的有效面积, l 为晶体的长度。 在脉冲稳定的情况下, 饱和增益定义为:

$$g(T) = \frac{g_0}{1 + \frac{E_p(T)}{P T_r}} \quad (2)$$

式中, g_0 为小信号增益, $E_p(T) = \int_{-\infty}^{\infty} |A(T)|^2 dt$ 代表脉冲的能量, P 为增益介质的饱和功率。 当吸收体的恢复时间与脉宽可比或者大于脉宽时, 对应吸收体的慢饱和模型, 吸收因子的速率方程可表示为:

$$\frac{\partial q(T, t)}{\partial t} = -\frac{q - q_0}{\tau_a} - \frac{|A(T, t)|^2}{E_a} q \quad (3)$$

式中, q_0 为吸收体的饱和损耗, τ_a 为恢复时间, E_a 为吸收体饱和能量。 而对吸收体的快饱和模型, 即脉宽小于吸收体的恢复时间, 此时饱和和吸收因子与每个往返周期中脉冲的即时功率有关:

$$q(T, t) = \frac{q_0}{1 + \frac{|A(T, t)|^2}{P_a}} \quad (4)$$

式中, P_a 为吸收体饱和功率。 利用主方程 (1) 式和吸收因子的速率方程 (3) 式, 可以讨论脉冲在固体激光器中的演化问题。

2 计算结果与讨论

(1) 式可以通过标准的分步傅里叶变换方法来求解, 即一步在频域中处理线性项, 另一步在时域中处理非线性项。 计算所用参数采用文献 [11], [13] 中的数据, 由表 1 给出。

Table 1 Parameters used in the simulation

parameter	value
l	0.01
g_0	0.08
Ω_g	$2\pi \times 4 \text{ THz}$
P_l	0.8W
E_a	17nJ
τ_a	50fs
q_0	0.005
D	$0 - 150 \text{ fs}^2$
δ	0.02 MW^{-1}

由于在计算中采用的恢复时间为 $\tau_a = 50 \text{ fs}$ 相对脉宽较小, 故可采用饱和吸收体的快饱和模型, 此时饱和

和吸收体的饱和功率为 $P_a = E_a / \tau_a$ 。

为了解群速度色散和自相位调制对激光器腔内脉冲演化的影响, 先讨论二者相互平衡的情况以作对比, 即在计算中不考虑它们的影响, 见图 1a 随着脉冲在

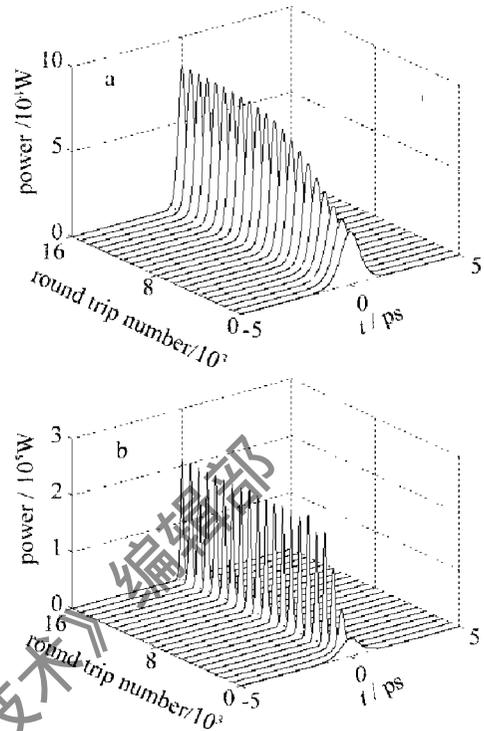


Fig. 1 Pulse evolution over round trip time a—without consideration of GDD and SPM b—with consideration of GDD and SPM

腔内的往返次数的增加, 脉冲的宽度逐渐变窄, 且峰值功率逐渐增加, 达到一定的往返次数后, 脉冲的峰值功率与脉宽趋于稳定, 此时, 激光器可以得到稳定的脉冲输出。 其峰值功率随往返次数的变化见图 2 中的实线。

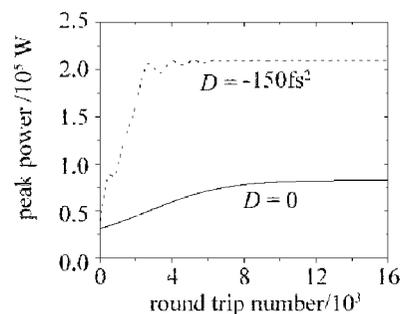


Fig. 2 Peak power and round trip time without (solid line) and with (dash line) consideration of GDD and SPM

而当考虑二者的影响后, 选择腔内的群时延色散 $D = -150 \text{ fs}^2$, 脉冲的演化见图 1b 腔内脉冲在初期先经历不规则振荡, 然后很快被压窄并且达到稳定状态。 所需的往返次数与无群时延色散的情况相比较少, 即在特定的群时延色散情况下, 激光器更易达到稳态。 故此, 在相同的小信号增益即相同的腔内脉冲能量时, 考虑群时延色散与自相位调制的影响, 可以得到更窄的脉冲和更高的峰值功率。 其峰值功率随往返次数的

变化见图 2 中的虚线。

两种条件下激光器稳定输出的脉冲形状与频谱见图 3。图 3a 为脉冲形状,图 3b 为频谱,其半极大全宽

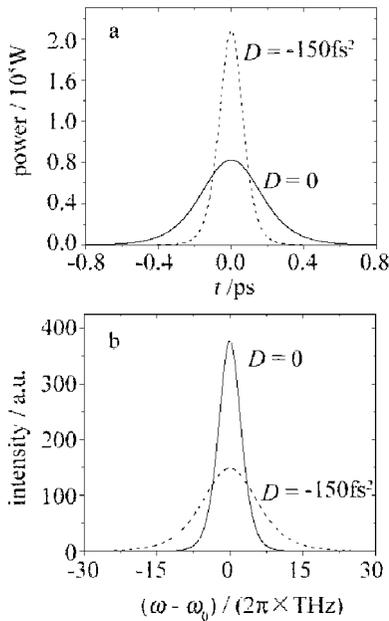


Fig 3 a— pulse shapes of steady state without (solid line) and with (dashed line) consideration of GDD and SPM b— optical spectra of steady state without (solid line) and with (dashed line) consideration of GDD and SPM

脉宽分别为 390 fs 和 150 fs, 对应的频谱宽度分别为 0.84 THz 和 2.11 THz。脉冲的时间带宽积分别为 0.328 和 0.316, 说明在考虑群速度色散与自相位调制共同作用后, 激光器所形成的稳定脉冲更接近变换极限的双曲正割形状。

3 结 论

固体激光器中的色散补偿十分重要, 而且群时延色散与自相位调制对脉冲形状的影响极大。为从理论上深入了解此问题, 求解了描述激光器动力学的 Haus 主方程。对群时延色散和自相位调制的作用是否平衡的两种情况进行了数值分析, 当充分考虑二者的影响时, 脉冲更易达到稳定状态, 而且可以得到更窄的脉冲, 且此时激光器稳定输出的脉冲的时间带宽积接近

变换极限的双曲正割, 在 0.315 附近。

在了解激光器中每个器件参数的情况下, 可从理论上计算出激光器稳定输出脉冲的宽度与谱宽。实验上通过色散补偿, 可得到不同腔内净色散, 以产生最短的光脉冲, 此方法可对实验起到一定的指导作用。

参 考 文 献

[1] SCHIBLIT R, KUZUCU O, KM JW *et al*. Toward single cycle laser systems [J]. IEEE J Select Topics Quantum Electron, 2003 9(4): 990~ 1001.

[2] HAUSH A. Mode locking of lasers [J]. IEEE J Select Topics Quantum Electron, 2000 6(6): 1173~ 1185.

[3] HAUSH A, FUJIMOTO JG, IPPE E P. Analytic theory of additive pulse and Kerr lens mode locking [J]. IEEE J Q E, 1992 28(10): 2086~ 2096.

[4] ZHANG Z, NAKAGAWA T, TORIZUKA K *et al*. Self-starting mode-locked C⁴⁺:YAG laser with a low-loss broadband semiconductor saturable absorber mirror [J]. Opt Lett 1999 24(23): 1768~ 1770.

[5] LU W, YAN L, MENYUK GR. Dispersion effects in an actively mode-locked inhomogeneously broadened laser [J]. IEEE J Q E, 2002 38(10): 1317~ 1324.

[6] COLLINGS B G, BERGMAN K, KNOX W H. Saturable Bragg reflector self-starting passive mode locking of a C⁴⁺:YAG laser pumped with a diode pumped Nd:YVO₄ laser [J]. Opt Lett 1997, 22(14): 1098~ 1100.

[7] MATUSCHEK N, KRITNER F X, KELLER U. Theory of double-chirped mirrors [J]. IEEE J Select Topics Quantum Electron, 1998, 4(2): 197~ 208.

[8] SZIPCS R, KH ZFKIS A, LAKÓ S *et al*. Negative dispersion mirrors for dispersion control in femtosecond laser chirped dielectric mirrors and multi-cavity Gires-Toumouis interferometers [J]. Appl Phys 2000 B70 51~ 57.

[9] 宋丽军, 裴为华, 宋晏蓉 *et al*. 自锁模 C⁴⁺:YAG 激光器的色散补偿研究 [J]. 光子学报, 2003 32(10): 1163~ 1165.

[10] HAUSH A. Theory of mode locking with a fast saturable absorber [J]. J A P, 1975, 46 3049~ 3058.

[11] KRITNER F X, JUNG ID, KELLER U. Soliton mode locking with saturable absorber [J]. IEEE J Select Topics Quantum Electron, 1996 2(3): 540~ 556.

[12] KRITNER F X, AU JA, KELLER U. Mode locking with slow and fast saturable absorbers—what's the difference [J]. IEEE J Select Topics Quantum Electron, 1998, 4(2): 159~ 168.

[13] AU JA, KOPF D, MORIER-GENOUD F *et al*. 60 fs pulse from a diode pumped Nd: glass laser [J]. Opt Lett 1997, 21(5): 307~ 309.