

光学学报

热效应作用下 SiO₂ 光学微腔中的多孤子光场分析徐昕¹, 叶回春², 焦晨¹, 金雪莹¹, 潘成亮¹, 陈东¹, 夏豪杰^{1*}¹合肥工业大学仪器科学与光电工程学院测量理论与精密仪器安徽省重点实验室, 安徽 合肥 230009;²中国科学技术大学精密机械与精密仪器系, 安徽 合肥 230027

摘要 光学微腔中热效应对腔内光场的演化有重要的影响。在 Lugiato-Lefever 方程的基础上, 分析了热效应对 SiO₂ 光学微腔中光场演化的影响。研究发现, 在零失谐的初始条件下, 热效应可以在腔内激发出多孤子光场, 但由于热效应的加剧, 该光场只能短暂存在。因此, 当多孤子光场产生后, 利用调谐泵浦波长和功率的方式来保持微腔内的多孤子。通过选择合适的泵浦功率和波长扫描速度, 可有效补偿热效应引起的失谐, 维持多孤子光场。此外, 泵浦的参数也会对调谐后的光场产生不同的影响。改变泵浦功率可以改变调谐后多孤子光场中脉冲的数量, 泵浦功率越高, 则热效应越明显, 调谐后的多孤子光场包含的脉冲数量也越多。而泵浦波长的调谐速度过小, 会导致多孤子光场逐渐消失; 泵浦波长扫描过快, 会引起微腔工作于正失谐状态, 从而导致原有的多孤子演化为混沌光场。

关键词 激光器; 光学微腔; 热效应; 多孤子; 光场调谐

中图分类号 O437

文献标志码 A

DOI: 10.3788/AOS231667

1 引言

近些年, 基于光学微腔的光频梳以其结构紧凑、灵活、功耗低和良好的集成兼容性等优点^[1-2], 被广泛应用于精密测量^[3]、光谱测量^[4]、光学时钟^[5]等领域。对于用于产生光频梳的微腔, 为提高能量转换的效率, 通常选择对泵浦波长具有高透过率的材料, 例如: SiO₂^[6]、CaF₂^[7]、MgF₂^[8]、Si₃N₄^[9]、AlN^[10-11]、铌酸锂^[12-13]等。这些材料对 1550 nm 的泵浦波具有高透射率, 因此被广泛用于制造光学微腔。以 SiO₂ 为例, 虽然它对 C 波段的透射率超过 90%, 但仍有一小部分泵浦波被晶体吸收, 从而导致微腔温度升高, 进而引起微腔工作模式发生变化。因此, 研究热效应对微腔光场的影响, 无论是对光学微腔结构的设计^[14-15]还是其实际的使用, 都非常重要。

目前, 对微腔热效应的研究主要集中于微腔中的热振荡, 由热膨胀、热光效应和 Kerr 效应引起的热振荡会导致微腔内强烈的模式振荡^[16]。利用动态的热效应所引起的谐振漂移, 可以实现光学微腔的自稳定^[17]。基于热光效应, 光学微腔还可以被用作温度传感器, 灵敏度可达 0.016% (RH) 以上^[18]。此外, 一些关于微腔热效应分析的研究主要关注泵浦波长扫描过程中的光场变化与热效应的影响^[19]。而现有研究缺少对热效应对微腔内光场影响的讨论, 以及缺少如何维持热效应

过程中产生的孤子的研究。

因此, 本文以包含热效应的 Lugiato-Lefever (LL) 方程为基础, 研究了热效应作用下 SiO₂ 光学微腔中光场演化的情况。研究发现利用热效应可以在腔内激发出多孤子形式的光场分布, 但是由于热效应的加剧, 多孤子光场只能存在一段时间。为了能够得到稳定的多孤子光场, 本文利用调谐泵浦波长和功率的方式来维持腔内的多孤子, 并且还研究了泵浦调谐参数对多孤子光场的影响。

2 理论模型

在光学微腔中, 光场 E 可以由 LL 方程来表示^[20-21]:

$$t_R \frac{\partial E(t, \tau)}{\partial t} = \left(-\alpha - i\delta_0 - iL \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + i\gamma L |E(t, \tau)|^2 \right) \times E(t, \tau) + \sqrt{\theta} E_{in}, \quad (1)$$

式中: t 为光场在微腔中传播的时间, 即慢时间; τ 为快时间, 其取值范围为 $-t_R/2 \sim t_R/2$, 对应环形微腔的方位角 Φ 的取值范围为 $-\pi \sim \pi$; L 是微腔的周长; t_R 是光场在微腔内循环一周的时间, 假设微腔的折射率为 n_0 , 则 $t_R = n_0 L / c$, c 为光速; α 为微腔内的总损耗, 包含了微腔本身的损耗及耦合损耗; δ_0 为失谐参数, $\delta_0 = (\omega_p - \omega_0) t_R$, 表示泵浦频率 ω_p 和微腔谐振频率 ω_0 之间的频率失谐; β_2 为微腔的色散参数; γ 为非线性系数; θ 为泵浦

收稿日期: 2023-10-17; 修回日期: 2024-01-02; 录用日期: 2024-01-10; 网络首发日期: 2024-02-20

基金项目: 国家自然科学基金(52175503)

通信作者: *hjxia@hfut.edu.cn

光和微腔之间的耦合效率。假设泵浦功率为 P_m ，则 $E_m = \sqrt{P_m}$ 。

在式(1)的基础上,考虑微腔中的热效应,该热效应包含热光(TO)效应和热膨胀(TE)效应。其中,TO效应是由光学模式内的温度上升 ΔT_1 引起的,而TE效应来源于整个微腔温度的变化 ΔT_2 。这两个温度随时间的变化关系如下:

$$\frac{d(\Delta T_m)}{dt} = -\Gamma_m \Delta T_m + r_m |E|^2, \quad (2)$$

式中: $m=1,2$,其中 $m=1$ 代表 TO 效应, $m=2$ 代表 TE 效应; Γ_m 和 r_m 分别表示光学模式范围内和整个微腔内的有效热弛豫效率和光吸收效率。由热效应引起的谐振波长的漂移可以表示为

$$\Delta\lambda = \lambda_0 \left(\frac{dn_0}{dT_1} \frac{\Delta T_1}{n_0} + \epsilon \Delta T_2 \right), \quad (3)$$

式中: λ_0 为冷腔的谐振波长; dn_0/dT_1 为由 TO 效应引起的折射率温度系数; ϵ 是 TE 效应的系数。由式(3)可见,光学微腔温度的上升会引起微腔的形变以及材料折射率的变化,这些都会导致光学微腔中的谐振模式发生变化。对于本文讨论的 SiO_2 材料的光学微腔,由于 TO 和 TE 效应都是正的,且 TO 效应的系数 Γ_1 远大于 TE 效应的系数 Γ_2 。因此,对于 SiO_2 光学微腔,只考虑热效应中的 TO 效应^[22]。

一般来说,在微腔工作过程中,光场吸收引起的热效应会改变微腔的谐振波长,导致失谐参数发生变化,因此热效应最终会导致微腔工作状态的改变。本文在式(1)的基础上,结合式(2)和(3),研究热效应作用下的 SiO_2 微腔内光场的演化。

3 分析与讨论

SiO_2 材料在谐振波长为 $\lambda_0=1550$ nm 处的基本参数如下:色散参数 $\beta_2=-4.7$ ps²/km,非线性系数 $\gamma=2 \times 10^{-2}$ W⁻¹·m⁻¹,折射率 $n_0=1.44$ 。由于泵浦激光器与微腔之间的耦合效率取决于锥形光纤的参数以及光纤与微腔之间的距离,耦合系数 θ 可以假定为一定范围内的任意值,因此设 $\theta=0.2$ 。此外, SiO_2 微腔的热参数为: $\Gamma_1=8.5 \times 10^3$ Hz, $r_1=1 \times 10^3$ K/J, $dn_0/dT_1=1.05 \times 10^{-7}$ K⁻¹, $\epsilon=5 \times 10^{-7}$ K⁻¹^[19]。假设微腔的半径为 42 μm ,泵浦功率 $P_m=0.05$ W,泵浦波长即为微腔的谐振波长,也就是说初始时刻微腔的失谐为 0。根据实际微腔中光场的演化情况,腔内初始的光场是随机的,其功率假设为 1 μW ,这与泵浦功率相比非常微弱。微腔内光场和光谱的演化结果如图 1 所示。

根据光场形式的变化情况[图 1(a)]和微腔内整体光场的频谱随时间的变化情况[图 1(b)],将整个光场的演化过程划分为 3 个阶段。在第一阶段,光场由初始的随机噪声演变为近似的正弦信号,图 1(d1)所

示的光谱中,除了谐振模式之外还有两个旁瓣模式。在这一阶段中,腔内的光功率较高,导致微腔内的热效应不断增强,因而引起谐振波长向正方向发生漂移[图 1(c)],即谐振模式红移。当热效应积累到一定程度后,微腔内的失谐起主要作用。在频率失谐的作用下,腔内激发出 9 个等间距的脉冲,此时的光场即为多孤子光场[图 1(e1)]。对应的光谱图[图 1(e2)]中,相邻的两个峰值间的频率间隔为 $9F_{\text{SR}}$ (F_{SR} 代表自由光谱范围)。在微腔内保持多孤子光场这一阶段,光功率整体逐渐降低,但是腔内累积的热效应仍然在增强,表现为不断增大的谐振波长漂移。此外,热效应导致谐振波长的漂移,图 1(e2)中光谱的谐振模式和图 1(d2)中的谐振模式相比,有约 0.5 GHz 的漂移。当微腔内的失谐作用增强到一定值时,多孤子光场逐渐消失,变为杂乱无章的分布,如图 1(f1)所示,其中光场功率随微腔方位角 Φ 的变化仅为 nW 数量级,因此近似认为这一阶段的光场为直流分布。此时的光谱图中仅包含了一个谐振模式,这一模式相对第一阶段的谐振模式漂移了 1.7 GHz。

分析整个热效应作用下的微腔光场演变过程,可以看到,腔内热效应的积累导致微腔的谐振波长不断发生正向漂移,失谐作用不断增强。初始阶段的失谐有利于在腔内激发出多孤子光场,但是当失谐过大时,泵浦模式和谐振模式之间的频率漂移太大,导致多孤子最终衰减为直流分布。也就是说,由于微腔内热效应的作用,在实际工程中具有重大应用价值的多孤子只能在腔内暂存一段时间。因此,如何保持热过程中产生的多孤子具有重要意义。

研究中发现,只有当热效应引起的失谐处于一定范围时,多孤子才能保持。因此,通过改变失谐参数可以维持腔内的多孤子光场,而这一点可以利用调谐泵浦波长和功率来实现。在图 1 结果的基础上,对泵浦波长进行调谐。在图 1 的结果中,当腔内产生了多孤子光场(慢时间为 0.0086 μs),开始对泵浦波长进行扫描,同时改变泵浦功率。泵浦波长的扫描速度为 0.395 mm/s,泵浦的功率仍为 $P_m=0.05$ W,光场演变的结果如图 2 所示。从图 2(a)中的光场演化结果可以看到,当泵浦调谐开始后,多孤子的功率降低,光场经过短暂的变化后,仍然保持原有的多孤子分布,并且随着时间的推移,多孤子的光场能够一直稳定存在。对应到图 2(c)中的泵浦功率曲线,当腔内新的多孤子状态产生后,功率保持恒定。此外,从图 2(c)中可以看到,当调谐开始后,泵浦波长的增长速度和谐振波长的漂移速度保持一致,也就是说在泵浦调谐的作用下,腔内总的失谐基本保持不变,因此微腔内的多孤子可以一直稳定存在。图 2(d)是调谐开始前和调谐稳定后的多孤子对比,由于调谐后相对调谐开始前的腔内总的失谐增加了,因而调谐后的多孤子相对

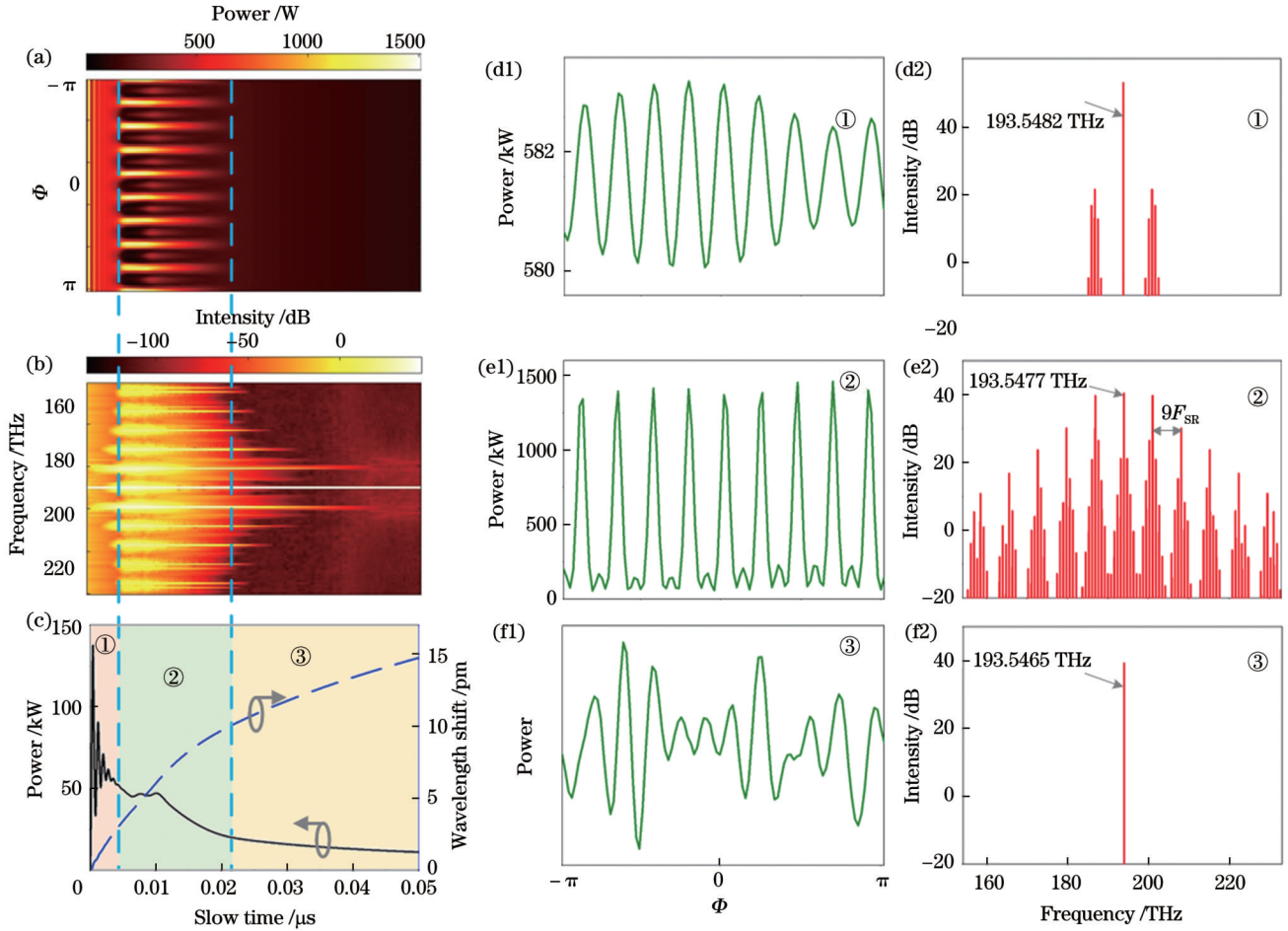


图 1 热效应作用下微腔内光场的演化结果(泵浦功率 P_m 为 0.05 W, 泵浦波长为 1550 nm)。 (a) 光场空间分布随时间的演化结果; (b) 光谱随时间的变化结果; (c) 功率和谐振波长的漂移曲线; 光场演化第一阶段的 (d1) 空间分布和 (d2) 光谱; 光场演化第二阶段的 (e1) 空间分布和 (e2) 光谱; 光场演化第三阶段的 (f1) 空间分布和 (f2) 光谱

Fig. 1 Evolutionary results of light field in microcavities under thermal effects (pump power is $P_m=0.05$ W and pump wavelength is 1550 nm). (a) Spatial distribution of light field evolution with time; (b) spectral variation over time; (c) shift curves of power and resonance wavelength; (d1) spatial distribution and (d2) spectrum of the first stage of field evolution; (e1) spatial distribution and (e2) spectrum of the second stage of field evolution; (f1) spatial distribution and (f2) spectrum of the third stage of field evolution

调谐前的多孤子能量较弱, 比调谐之前能量下降了约 1/3。调谐后的多孤子能量下降的问题可以通过提高泵浦功率来解决, 在一定范围内提高泵浦功率, 光场仍然保持多孤子的形式, 与此同时多孤子的能量得到提高。图 2(e) 是调谐前后光谱的对比, 泵浦调谐使得腔内一直保持多孤子, 因此光谱形式没有发生变化。但是在热效应的作用下, 谐振的模式漂移了约 2.843 GHz。

4 泵浦调谐参数对多孤子光场的影响

泵浦调谐参数包括调谐后的泵浦功率和波长扫描速度。经过研究发现, 泵浦调谐参数不同会导致不同的光场变化结果。本节分别研究了调谐后的泵浦功率和泵浦波长扫描速度对多孤子光场的影响。首先, 在图 2 所示的泵浦调谐结果的基础上, 保持泵浦波长扫描速度不变, 改变泵浦功率的大小, 其结果如图 3 所

示。图 3(a1)~(a4) 中泵浦的调谐功率减小到 0.02 W, 由于泵浦功率降低, 微腔内的热效应也相应减弱, 这就导致泵浦调谐开始后, 腔内总的失谐逐渐减小, 平衡状态被打破, 原先的多孤子光场消失, 对应的梳状光谱也逐渐消失。但是, 经过一段时间的调谐后, 图 3(a3) 中的泵浦波长和谐振波长两条曲线几乎重合, 即微腔内接近 0 失谐的状态。此时, 腔内重新激发出 6 个等间距的脉冲, 光谱图中也逐渐演化出新的梳状光谱。在图 3(a4) 光谱图中, 相邻梳齿间的频率间隔为 $6F_{sr}$, 且和调谐前的光谱相比, 梳状谱的噪声也明显减弱。

图 3(b1)~(b4) 是泵浦功率为 0.03 W 的调谐结果。从图 3(b1)~(b4) 中的光场演化的结果可以看到, 当泵浦调谐开始后, 光场经过短暂的变化后, 微腔内仍然衍生出多个孤子, 并且随着时间的推移, 多孤子的光场能够一直稳定存在。对应到图 3(b3) 中的泵浦

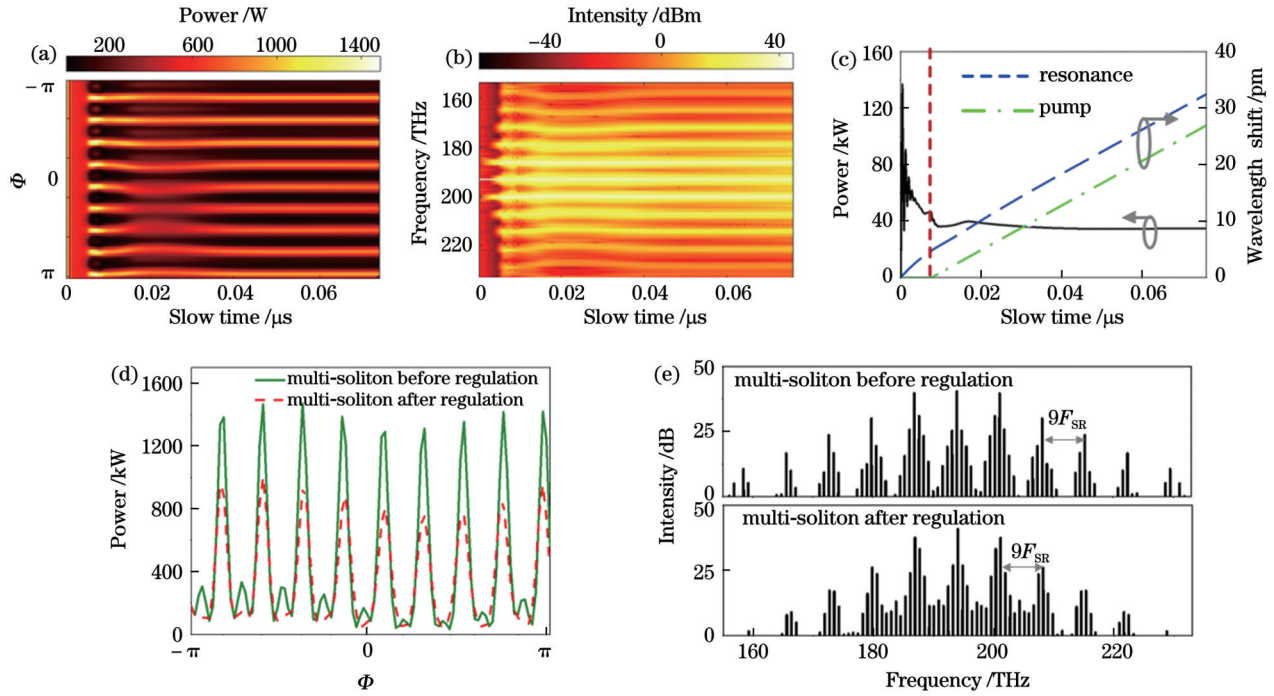


图 2 多孤子光场经过泵浦调谐后的结果(调谐开始的时间为 $0.0086 \mu\text{s}$, 调谐后泵浦波长的扫描速度为 0.395 mm/s , 泵浦功率 $P_m = 0.05 \text{ W}$)。 (a) 光场空间分布随时间的演化结果; (b) 光谱随时间的变化; (c) 功率、泵浦波长漂移曲线(竖向虚线表示泵浦调谐开始的时刻); (d) 调谐开始前和调谐后腔内稳定的多孤子光场; (e) 调谐开始前和调谐后多孤子的光谱

Fig. 2 Multi-soliton field after pump detuning (beginning time of regulating is $0.0086 \mu\text{s}$, scanning speed of pump wavelength after regulating is 0.395 mm/s , and pump power is $P_m = 0.05 \text{ W}$). (a) Result of spatial distribution of field evolution with time; (b) spectral variation over time; (c) shift curves of power and pump wavelength (vertical dotted line indicates moment when pump tuning starts); (d) stable multi-soliton field before and after regulating; (e) spectra of multi-soliton before and after regulating

功率曲线,当腔内新的多孤子状态产生后,功率保持恒定。另一方面,泵浦的调谐促使微腔工作状态发生变化,腔内的孤子的数量由调谐开始前的 9 个变为了 8 个。这一阶段腔内的光功率基本不变,因此由热效应引起的谐振波长的漂移保持线性增长,其增长趋势基本与泵浦波长的增长趋势保持一致。因此,在泵浦调谐的过程中,微腔总的失谐保持不变,多孤子可以在腔内一直稳定保持。

当调谐泵浦功率进一步增大到 0.12 W , 结果如图 3(c1)~(c4) 所示。光场经过较长时间的波动,其间反复出现多孤子的产生和消失,对应的图 3(c3) 中功率曲线也在调谐的初始阶段出现多次明显的波动。当光功率达到相对稳定后,微腔内出现 10 个等间距的脉冲,即多孤子光场仍然可以稳定存在。此时的多孤子光谱如图 3(c4) 所示,梳状光谱的频率间隔为 $10F_{\text{SR}}$, 但是明显可见在相邻的两个梳齿间有噪声分量。在这一阶段,谐振波长的漂移和泵浦波长的增长趋势仍然保持相同,即微腔的失谐保持不变。但在调谐初始阶段光功率较大,导致热效应引起的谐振波长漂移明显大于图 3(a1)~(a4) 和图 3(b1)~(b4) 中情况,而泵浦波长的扫描速度没有改变,因此图 3(c1)~(c4) 中的失谐比图 2 以及图 3(a1)~(a4) 和图 3(b1)~(b4) 中的失谐都要大。以上的分析证明,调谐的泵浦功率越高,微腔

内的热效应作用越显著,由热效应引起的谐振波长的偏移也就越大。在泵浦波长不变的条件下,调谐后的失谐参数越明显,则调谐产生的多孤子脉冲数量越多。

此外,保持调谐阶段的泵浦功率不变,通过改变泵浦波长的调谐速度,研究泵浦波长调谐速度对多孤子光场的影响,结果如图 4 所示。首先,在图 2 结果的基础上,降低泵浦波长的扫描速度为 0.237 mm/s [图 4(a1)~(a3)]。在这种情况下,调谐后腔内的光功率处于较低水平,因此热效应较弱,导致谐振波长漂移量也较小。最终导致腔内的多孤子逐渐演化成接近直流形式的分布,光谱图中也只剩下单一的谐振模式。增加泵浦波长的扫描速度到 0.632 mm/s , 腔内的光功率明显增加,因此图 4(b3) 中的谐振波长偏移量也增加。此时的谐振波长和泵浦波长漂移曲线接近重合,即微腔的失谐接近 0。但是不同于图 3(a1)~(a4) 中 0 失谐的结果,图 4(b1)~(b3) 中出现了不规则的多孤子,即不仅脉冲的位置会随时间变化,脉冲的强度也在变化,图 4(b3) 中对应的功率在调谐阶段随时间波动,图 4(b2) 光谱图中也没有出现明显的梳状谱。图 4(b1)~(b3) 和图 3(a1)~(a4) 的结果之所以不同,是因为两者在调谐开始阶段的光场分布不同,导致两者最终的光场形式也不相同。泵浦

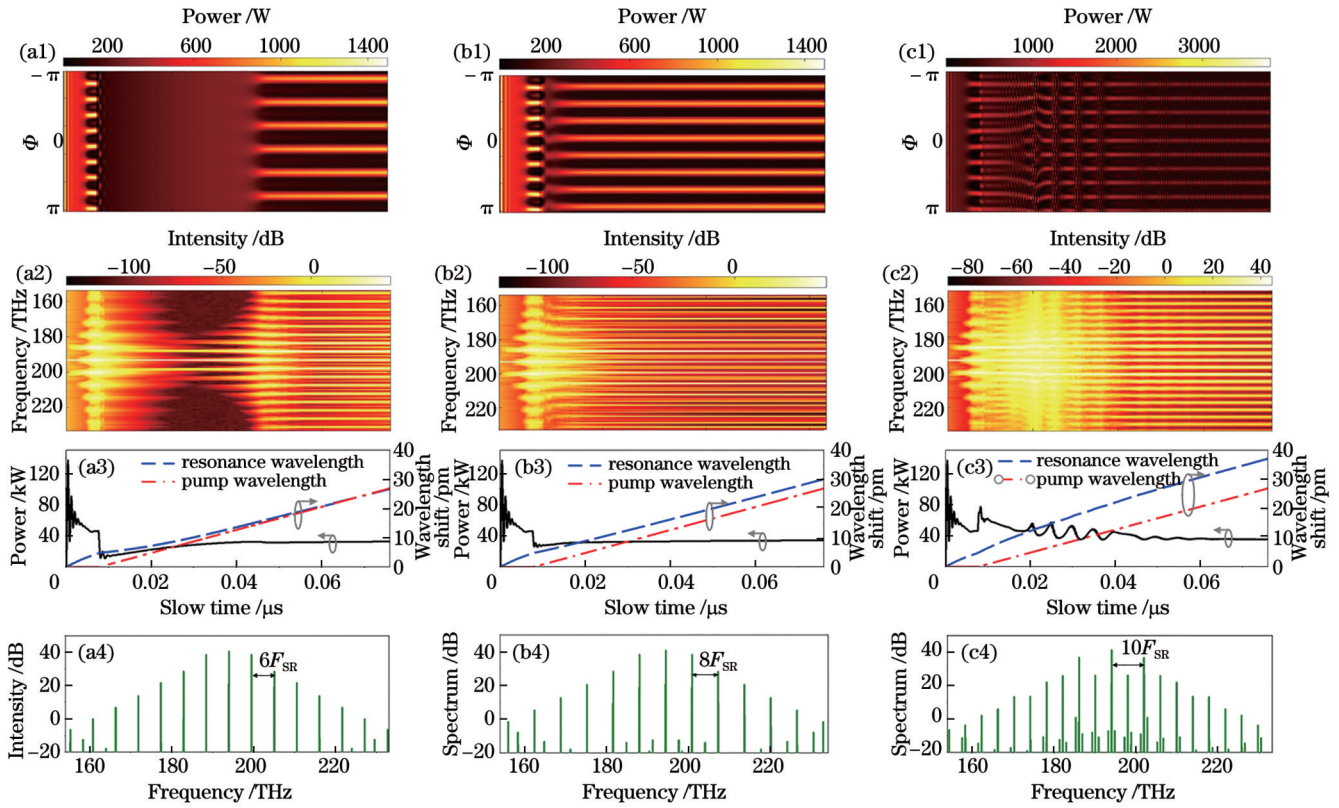


图3 调谐泵浦光功率对多孤子光场的影响(泵浦调谐开始的时间为0.0086 μs ,泵浦波长的扫描速度为0.395 mm/s,每一列的4幅图依次为光场空间分布随时间的演化结果,光谱随时间的变化结果,功率和泵浦波长的漂移曲线,以及微腔内调谐后的光谱图)。(a1)~(a4)调谐泵浦功率为0.02 W;(b1)~(b4)调谐泵浦功率为0.03 W;(c1)~(c4)调谐泵浦功率为0.12 W

Fig. 3 Effect of regulated pump power on field of multi-soliton (pump regulating starts at 0.0086 μs and scanning speed of pump wavelength is 0.395 mm/s. Four figures in each column show, in order, results of evolution of spatial distribution of field over time, results of spectra over time, shift curves of power and pump wavelength, and spectra after regulating in microcavity). (a1)–(a4) Regulated pump power is 0.02 W; (b1)–(b4) regulated pump power is 0.03 W; (c1)–(c4) regulated pump power is 0.12 W

波长的调谐速度进一步增大到0.789 mm/s时的结果如图4(c1)、(c2)所示。在图4(c3)中可以看到,由于泵浦波长的调谐速度过快,出现了泵浦波长漂移量超过谐振波长漂移量的现象,也就是说在调谐阶段,微腔处于正失谐的状态。一般来说,微腔内的孤子只能在失谐参数为负的情况下存在。因此,当微腔处于正失谐时,腔内的多孤子光场消失,变成了随时间无规则变化的光场分布,即混沌光场,如图4(c1)所示,其功率曲线也表现出随时间无规则的变化。对应的光谱也是没有明显的规律,如图4(c2)所示。根据以上分析,泵浦波长的调谐速率过低会导致原有的多孤子消失,调谐速率过高则会导致原有的多孤子变为混沌光场。

5 结 论

本文在LL方程的基础上,研究了热效应对SiO₂光学微腔内多孤子光场的影响。通过研究发现,初始状态为零失谐时,在热效应的作用下,微腔的谐振波长向正方向发生漂移,由此导致的热失谐可以在腔内激发出多孤子形式的光场。但是,随着热效应

的累积,谐振波长的热漂移不断增大,引起腔内失谐过大,从而导致多孤子逐渐消失,即在热效应的影响下,多孤子光场只能在SiO₂光学微腔中短暂存在。在此基础上,本文提出利用调谐泵浦波长和功率的方式来维持腔内的多孤子。当微腔内产生多孤子后,选择合适的速度扫描泵浦波长,以补偿热效应引起的失谐,使得微腔内总的失谐保持不变。这种情况下,即使存在热效应,腔内的多孤子状态也可稳定保持。

泵浦的调谐功率和波长扫描速度会导致原有的多孤子光场演化出不同的结果,因此本文还研究了泵浦调谐参数对多孤子光场的影响。研究发现,调谐后的多孤子脉冲个数与泵浦的调谐功率有关。泵浦的调谐功率越高,则腔内的热效应越明显,由此引起的谐振波长的热漂移也越大。当泵浦波长的扫描速度一致时,高的调谐泵浦功率会引起更大的失谐参数,调谐后的多孤子光场包含的脉冲数量也更多。另一方面,保持调谐的泵浦功率不变,只有适当的泵浦波长调谐速度才能维持腔内的多孤子光场。泵浦波长调谐速度小会导致多孤子光场逐渐消失。而泵浦波长扫描过快会导

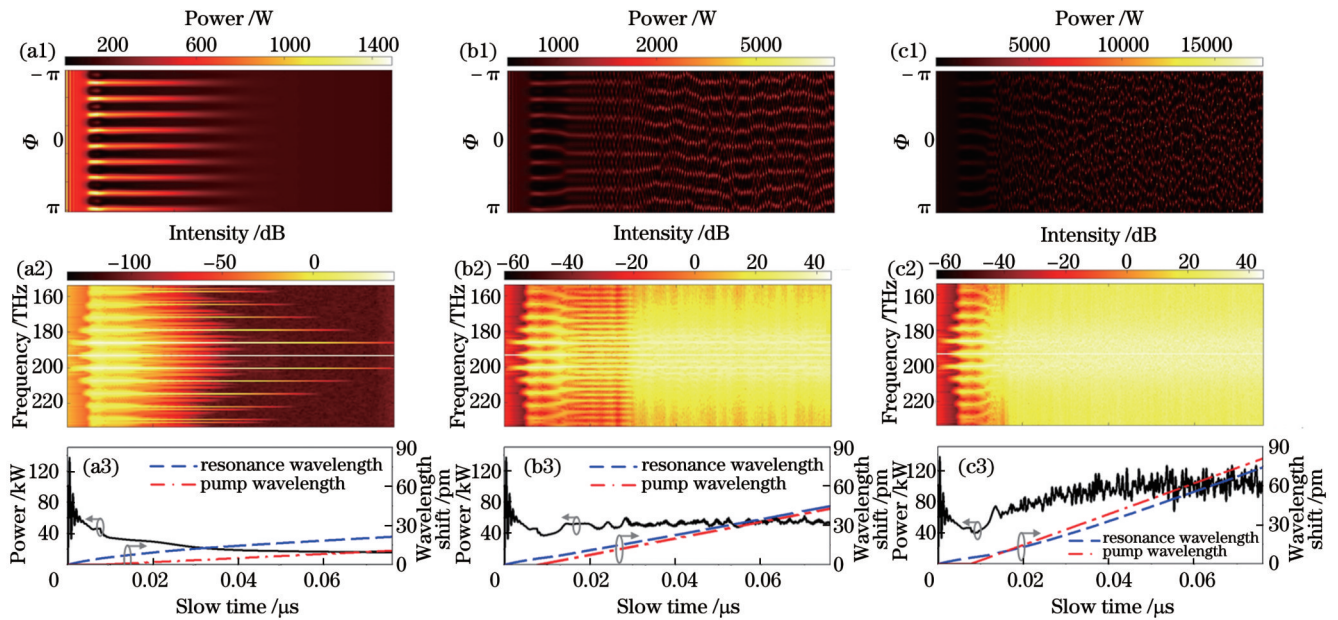


图4 泵浦光波长调谐速度对多孤子光场的影响(泵浦调谐开始的时间为 $0.0086 \mu\text{s}$,调谐泵浦功率为 0.05 W ,每一列的三幅图依次为光场空间分布随时间的演化结果,光谱随时间的变化结果,以及功率和泵浦波长的漂移曲线)。(a1)~(a3)泵浦波长的扫描速度为 0.237 mm/s ; (b1)~(b3)泵浦波长的扫描速度为 0.632 mm/s ; (c1)~(c3)泵浦波长的扫描速度为 0.789 mm/s

Fig. 4 Effect of pump wavelength regulating speed on multi-soliton field (pump regulating starts at $0.0086 \mu\text{s}$ and regulated pump power is 0.05 W). Three figures in each column show, in order, results of evolution of spatial distribution of field over time, results of spectra over time, and shift curves of power and pump wavelength). (a1)~(a3) Scanning speed of pump wavelength is 0.237 mm/s ; (b1)~(b3) scanning speed of pump wavelength is 0.632 mm/s ; (c1)~(c3) scanning speed of pump wavelength is 0.789 mm/s

致泵浦波长的漂移量超过谐振波长的漂移量,从而使微腔处于正失谐的状态,最终导致原先的多孤子光场演变为混沌形式的光场。本文的研究结果对实际中利用 SiO_2 光学微腔中产生稳定的多孤子光场具有重要的意义。

参 考 文 献

- [1] Johnson A R, Okawachi Y, Levy J S, et al. Chip-based frequency combs with sub-100 GHz repetition rates[J]. Optics Letters, 2012, 37(5): 875-877.
- [2] Okawachi Y, Saha K, Levy J S, et al. Octave-spanning frequency comb generation in a silicon nitride chip[J]. Optics Letters, 2011, 36(17): 3398-3400.
- [3] Suh M G, Vahala K J. Soliton microcomb range measurement [J]. Science, 2018, 359(6378): 884-887.
- [4] Lamb E S, Carlson D R, Hickstein D D, et al. Optical-frequency measurements with a Kerr microcomb and photonic-chip supercontinuum[J]. Physical Review Applied, 2018, 9(2): 024030.
- [5] Newman Z L, Maurice V, Drake T, et al. Architecture for the photonic integration of an optical atomic clock[J]. Optica, 2019, 6(5): 680-685.
- [6] Chen D Y, Kovach A, Poust S, et al. Normal dispersion silicon oxynitride microresonator Kerr frequency combs[J]. Applied Physics Letters, 2019, 115(5): 051105.
- [7] Grudinin I S, Yu N, Maleki L. Generation of optical frequency combs with a CaF_2 resonator[J]. Optics Letters, 2009, 34(7): 878-880.
- [8] Fescenko I, Alnis J, Schliesser A, et al. Dual-mode temperature compensation technique for laser stabilization to a crystalline whispering gallery mode resonator[J]. Optics Express, 2012, 20(17): 19185-19193.
- [9] Xue X X, Xuan Y, Liu Y, et al. Mode-locked dark pulse Kerr combs in normal-dispersion microresonators[J]. Nature Photonics, 2015, 9: 594-600.
- [10] Jung H, Xiong C, Fong K Y, et al. Optical frequency comb generation from aluminum nitride microring resonator[J]. Optics Letters, 2013, 38(15): 2810-2813.
- [11] Jung H, Stoll R, Guo X, et al. Green, red, and IR frequency comb line generation from single IR pump in AlN microring resonator[J]. Optica, 2014, 1(6): 396-399.
- [12] Mohageg M, Savchenkov A, Maleki L. High-Q optical whispering gallery modes in elliptical LiNbO_3 resonant cavities [J]. Optics Express, 2007, 15(8): 4869-4875.
- [13] Wang C, Burek M J, Lin Z, et al. Integrated high quality factor lithium niobate microdisk resonators[J]. Optics Express, 2014, 22(25): 30924-30933.
- [14] Vyas A, Peroulis D, Bajaj A K. A microresonator design based on nonlinear 1:2 internal resonance in flexural structural modes [J]. Journal of Microelectromechanical Systems, 2009, 18(3): 744-762.
- [15] Levy J S, Gondarenko A, Foster M A, et al. CMOS-compatible multiple-wavelength oscillator for on-chip optical interconnects[J]. Nature Photonics, 2010, 4: 37-40.
- [16] Weng W L, Anstie J D, Abbott P, et al. Stabilization of a dynamically unstable opto-thermo-mechanical oscillator[J]. Physical Review A, 2015, 91(6): 063801.
- [17] Carmon T, Yang L, Vahala K J. Dynamical thermal behavior and thermal selfstability of microcavities[J]. Optics Express, 2004, 12(20): 4742-4750.
- [18] Deng Y, Liu F F, Leseman Z C, et al. Thermo-optomechanical oscillator for sensing applications[J]. Optics Express, 2013, 21(4): 4653-4664.
- [19] Kobatake T, Kato T, Ito H, et al. Thermal effects on Kerr

- comb generation in a CaF_2 whispering-gallery mode microcavity [J]. *IEEE Photonics Journal*, 2016, 8(2): 4501109.
- [20] Coen S, Randle H G, Sylvestre T, et al. Modeling of octave-spanning Kerr frequency combs using a generalized mean-field Lugiato-Lefever model[J]. *Optics Letters*, 2013, 38(1): 37-39.
- [21] Hansson T, Wabnitz S. Dynamics of microresonator frequency comb generation: models and stability[J]. *Nanophotonics*, 2016, 5(2): 231-243.
- [22] Yoshiki W, Tanabe T. Analysis of bistable memory in silica toroid microcavity[J]. *Journal of the Optical Society of America B*, 2012, 29(12): 3335-3343.

Multi-Soliton Field Analysis in SiO_2 Optical Microcavities with Thermal Effect

Xu Xin¹, Ye Huichun², Jiao Chen¹, Jin Xueying¹, Pan Chengliang¹, Chen Dong¹, Xia Haojie^{1*}

¹Anhui Province Key Laboratory of Measuring Theory and Precision Instrument, School of Instrument Science and Optoelectronics Engineering, Hefei University of Technology, Hefei 230009, Anhui, China;

²Department of Precision Machinery and Precision Instrumentation, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, Anhui, China

Abstract

Objective Thermal effects in optical microcavities have an important influence on field evolution. Currently, the study on thermal effects in microcavities focuses on thermal oscillations. The thermal oscillations are caused by thermal expansion, thermo-optic effect, and Kerr effect, which lead to strong mode oscillations in microcavities. Self-stabilization of optical microcavities can be achieved by exploiting the resonance shift induced by the dynamic thermal effect. Through the thermo-optic (TO) effect, optical microcavities can be employed as temperature sensors with sensitivities up to 0.016% (RH) or higher. In addition, some studies on the thermal effect of microcavities focus on the influence of the optical field variation and thermal effect during the scanning process of the pump wavelength. However, there is a lack of discussion on the influence of thermal effects on the optical field in the microcavity, and existing studies fail to analyze how to maintain the solitons generated during the thermal effects. Therefore, in this paper, the effect of thermal response on the optical field in the enclosure is analyzed by taking the silica optical microcavity as an example, and a multi-soliton holding method is proposed.

Methods In general, the variation of the optical field in the microcavity with time was described by the Lugiato-Lefever equation (LLE). On the basis of LLE, the thermal effect in the microcavity was taken into account, which consisted of the TO effect and the thermo-expansion (TE) effect. For the optical microcavity of SiO_2 material discussed in this paper, since both the TO and TE effects were positive, and the coefficient of the TO effect was much larger than that of the TE effect, only the TO effect in the thermal effect was considered for the SiO_2 optical microcavity. Generally speaking, during the microcavity operation, the thermal effect caused by the absorption of the optical field could change the resonant wavelength of the microcavity, which further led to the change of the detuning parameter. Therefore, the thermal effect would eventually cause a change in the microcavity operating state. In this paper, we combined the thermal effect with the LLE, and the field in SiO_2 optical microcavities with thermal effects was investigated.

Results and Discussions It is found that when the initial state is zero detuning, the resonant wavelength of the microcavity drifts in the positive direction under the thermal effect, and the resulting thermal detuning can excite the optical field in the form of multiple solitons inside the microcavity. However, with the accumulation of thermal effects, the thermal shift of the resonant wavelength increases, causing excessive detuning in the cavity, which leads to the gradual disappearance of the multi-soliton. In other words, under the influence of the thermal effect, the multi-soliton optical field can only exist briefly in the SiO_2 optical microcavity. On this basis, we propose to utilize the regulating of the pump wavelength and power to maintain the multi-soliton in the microcavity. When the multi-soliton is generated in the microcavity, the pump wavelength is scanned at a suitable speed to compensate for the detuning caused by the thermal effect so that the total detuning in the microcavity remains constant. In this case, the multi-soliton state in the cavity can be maintained stably even if thermal effects exist.

Since the tuning power and wavelength scanning speed of the pump lead to different results in the evolution of the original multi-soliton optical field, the effect of the pump tuning parameters on the multi-soliton optical field is also investigated. It is found that the number of regulated multi-soliton pulses is related to the regulating power of the pump.

Higher regulating power of the pump indicates a more pronounced thermal effect in the microcavity and a larger resulting thermal shift of the resonant wavelength. When the pump wavelength is scanned at the same rate, a highly regulated pump power induces a larger detuning parameter, and the regulated multi-soliton optical field contains a larger number of pulses. Moreover, by keeping the regulated pump power constant, only a proper tuning speed of the pump wavelength can maintain the multi-soliton optical field in the microcavity. A small tuning speed of the pump wavelength leads to a gradual disappearance of the multi-soliton optical field. If the pump wavelength scanning is too fast, it will make the drift of the pump wavelength exceed that of the resonant wavelength, which makes the microcavity in a positive detuned state and ultimately leads to the evolution of the original multi-soliton optical field into a chaotic optical field. The results are of great significance for the generation of stable multi-soliton optical fields in SiO₂ optical microcavities in practice.

Conclusions The regulating process of SiO₂ microcavity optical field under thermal effect is investigated. When the initial condition of the microcavity is zero detuning, the optical field in the form of multiple solitons can be generated inside the microcavity under the thermal effect. However, due to the increasing thermal detuning caused by the thermal effect, the multi-soliton will eventually disappear. In order to maintain the multi-soliton optical field in the microcavity, we propose to utilize the tuning of the pump wavelength and power to maintain the multi-soliton in the microcavity. After the generation of multi-soliton in the microcavity, the pump wavelength is scanned at a suitable speed to compensate for the detuning caused by thermal effects so that the total detuning in the microcavity remains constant. In this case, even if there is a thermal effect, the multi-soliton state in the cavity can be maintained stably. We also investigate the effect of the pump tuning parameters on the multi-soliton optical field. Higher tuning power of the pump indicates more obvious thermal effects in the cavity and larger thermal drift of the resonant wavelength, and the tuned multi-soliton light field contains more pulses. The small tuning speed of the pump wavelength will lead to the gradual disappearance of the multi-soliton optical field. The fast pump wavelength scanning will make the drift of the pump wavelength exceed the shift of the resonant wavelength, thus making the microcavity in a positive detuned state and ultimately leading to the evolution of the original multi-soliton optical field into a chaotic optical field. The study on the thermal effect of optical microcavities has important practical significance for the real application of optical microcavities.

Key words lasers; optical microcavity; thermal effect; multi-soliton; field regulation