

内腔二次谐波过程中光场强度 自脉冲振荡的增强

靳少征 李 军 彭堃擗
(山西大学光电研究所, 太原)

提 要

本文利用宏观非线性极化模型, 分析了相干驱动内腔二次谐波过程中光场的动力学演化行为。发现了光场的一种新的动力学不稳定性。在此基础上, 提出了一个增强光场强度自脉冲振荡的可能途径。
关键词: 极限环不稳定性; 光场强度自脉冲; 倍周期分岔; 偏调(失谐)。

一、引 言

在激光物理、量子光学和非线性光学等领域, 对光场动力学不稳定性的研究一直是一个重要的课题。到目前为止, 已经在理论和实验上研究了出现在激光装置、非线性光学过程以及其他一些过程中各种不稳定性。强度自脉冲现象就是一种典型的光场不稳定性。相干驱动内腔二次谐波过程中光场的强度自脉冲行为^[1], 以及该过程中光场的其他不稳定性、色散型双稳和光学混沌行为^[2, 3], 均已在理论上提出。然而, 迄今为止这些不稳定性均未获得令人信服的实验证实^[4]。

本文集中考虑光场的强度自脉冲行为。为了在实验上获得有效的自脉冲振荡(即光场的振幅自调制^[5]), 研究降低极限环不稳定性阈值, 或相应地提高稳频驱动激光场的功率, 是一个关键问题。另一方面, 解决在较低驱动功率(略高于不稳定性阈值)下, 获得尽可能强的自脉冲振荡, 则具有更实际的意义。因此, 我们在较低的驱动功率条件下, 分析了腔场失谐对光场动力学不稳定性的影响, 从而提出一种不增加驱动功率而使光场的自脉冲振荡得以增强的可能途径。

二、光场运动主方程

在宏观非线性极化模型^[6]、偶极近似及旋波近似(RWA)下, 描述相干驱动内腔二次谐波过程的总有效哈密顿量为^[7, 8]

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \hbar\omega_1 \hat{a}_1^\dagger \hat{a}_1 + \hbar\omega_2 \hat{a}_2^\dagger \hat{a}_2 + \hbar \sum_s \Omega_s \hat{b}_{1s}^\dagger \hat{b}_{1s} + \hbar \sum_s \Omega_s \hat{b}_{2s}^\dagger \hat{b}_{2s} \\ & + i\hbar G (\hat{a}_1^\dagger \hat{a}_2 - \hat{a}_1 \hat{a}_2^\dagger) + i\hbar (E \exp(-i\omega_0 t) \hat{a}_1^\dagger - \epsilon^* \exp(+i\omega_0 t) \hat{a}_1) \\ & + \hbar \sum_l (\lambda_l^* \hat{a}_1 \hat{b}_{1l}^\dagger - \lambda_l \hat{a}_1^\dagger \hat{b}_{1l}) + i \sum_l (\lambda_l^* \hat{a}_2 \hat{b}_{2l}^\dagger - \lambda_l' \hat{a}_2^\dagger \hat{b}_{2l}) \end{aligned} \quad (1)$$

其中, \hat{a}_r 和 \hat{a}_r^\dagger ($r=1, 2$) 表示频率为 ω_r 的第 r 个腔场的湮灭及产生算符。 G 为基频和倍频场之间的非线性耦合系数; ϵ^* 表示频率 ω_0 的外部相干驱动场的复振幅; \hat{b}_{js} 和 \hat{b}_{js}^\dagger ($j=1, 2, s=1, 2, 3, \dots$) 表示相应于第 j 个腔场的阻尼谐振子集合中第 s 个振子的玻色算符。

如果引入缓变算符 $\hat{C}_1(t) \equiv \hat{a}_1(t) \exp(+i\omega_0 t)$ 及 $\hat{C}_2(t) \equiv \hat{a}_2(t) \exp(+2i\omega_0 t)$, 则可从哈密顿量(1)求得 $\hat{C}_1(t)$ 及 $\hat{C}_2(t)$ 的运动方程。再利用 Wigner-Weisskopf 近似, 即可得到腔场的量子 Langevin 方程。在半经典近似下, 并使所有参量无量纲化得到下列光场运动主方程^[9]:

$$\frac{\partial A_1}{\partial T} \approx -(1+i\phi_1)A_1 + B_1A_2 + E, \quad (2a)$$

$$\frac{\partial B_1}{\partial T} \approx -(1-i\phi_1)B_1 + A_1B_2 + E^*, \quad (2b)$$

$$\frac{\partial A_2}{\partial T} \approx -F(1+i\phi_2)A_2 - \frac{1}{2}A_1^2, \quad (2c)$$

$$\frac{\partial B_2}{\partial T} \approx -F(1-i\phi_2)B_2 - \frac{1}{2}B_1^2. \quad (2d)$$

式中, $A_1 \equiv \frac{2G}{r_1} \langle \hat{C}_1 \rangle$, $A_2 \equiv \frac{2G}{r_2} \langle \hat{C}_2 \rangle$ ($B_1 = A_1^*$, $B_2 = A_2^*$)

为腔场的无量纲复振幅;

$$\phi_1 \equiv \frac{1}{r_1}(\omega_1 - \omega_0), \quad \phi_2 \equiv \frac{1}{r_2}(\omega_2 - 2\omega_0)$$

是两个腔场的频率失谐量; r_1 和 r_2 分别表示两个腔场的腔衰减速率, 定义为:

$$r_j \hat{C}_j(t) \equiv -\sum_s |\lambda_s|^2 \exp[i(j\omega_0 - \omega_s)t] \int_0^t \hat{C}_j(\tau) \exp[i\omega_s \tau] d\tau. \quad (3)$$

$E \equiv \frac{2G}{r_1} \epsilon$ 为无量纲驱动场复振幅。 $T \equiv r_1 t$ 为无量纲时间。

三、光场的极限环不稳定性

在理想的共振情况下 ($\phi_1 = \phi_2 = 0$), 对半经典运动方程(2)做定态线性稳定性分析, 结果表明: 当驱动场复振幅满足下列条件时

$$|E| > (F+2) \sqrt{2F(F+1)}$$

腔内光场会出现定态失稳, 而代之以一个极限环不稳定性, 表现为光场的强度自脉冲振荡^[9]。需要指出的是, 几乎所有关于内腔光二次谐波过程的光场、强度自脉冲振荡行为的文献, 考虑的都是高驱动场强条件下的理想共振情况。而在实验上, 理想的共振要求是不易达到的。同时在稳频情况下, 获得高功率的连续固体激光输出也是困难的^[10]。因此, 分析在较低驱动场强条件下, 以及实际的近共振情形下的光场强度自脉冲振荡是有实际意义的。

1. 光场的定态强度

由半经典运动方程(2)确定的定态光强为:

$$\bar{I}_1 = -\frac{4}{3} F(1 - \phi_1 \phi_2) + \left\{ 2F^2 E^2 (1 + \phi_2^2) + \frac{8}{3} F^3 (1 - \phi_1 \phi_2) \right\}^{1/2}$$

$$\begin{aligned}
& \times \left[(1 - \phi_1^2)(1 + \phi_2^2) - \frac{8}{9}(1 - \phi_1\phi_2)^3 \right] \\
& + F^2 \left[4 \left(E^2(1 + \phi_2^2) + \frac{4}{3}F(1 - \phi_1\phi_2) \right. \right. \\
& \times \left. \left. \left[(1 + \phi_1^2)(1 + \phi_2^2) - \frac{8}{9}(1 - \phi_1\phi_2)^3 \right] \right) \right. \\
& \left. + \left(\frac{4}{9} \right)^3 F^2 (3(\phi_1 + \phi_2)^2 - (\phi_1\phi_2 - 1)^2 - 32)^3 \right]^{1/3} \\
& + \left\{ 2F^2 E^2(1 + \phi_2^2) + \frac{8}{3}F^3(1 - \phi_1\phi_2) \right. \\
& \times \left[(1 + \phi_1^2)(1 + \phi_2^2) - \frac{8}{9}(1 - \phi_1\phi_2)^3 \right] - F^2 \left[4 \left(E^2(1 + \phi_2^2) \right. \right. \\
& \left. \left. + \frac{4}{3}F(1 - \phi_1\phi_2) \left[(1 + \phi_1^2)(1 + \phi_2^2) - \frac{8}{9}(1 - \phi_1\phi_2)^3 \right] \right) \right. \\
& \left. \left. + \left(\frac{4}{9} \right)^3 F^2 (3(\phi_1 + \phi_2)^2 - (\phi_1\phi_2 - 1)^2 - 32)^3 \right]^{1/2} \right\}^{1/3}, \quad (5)
\end{aligned}$$

以及

$$\bar{I}_2 = \left(\frac{1}{2F} \bar{I}_1 \right)^2 (1 + \phi_2^2)^{-1/2}. \quad (6)$$

图 1 中, 给出内腔光场的定态强度随频率失谐及非线性转换条件的变化情况。从图 1(a) 可以看到, 当转换条件一定时 ($F=4.0$), 基频场失谐增加将导致 \bar{I}_1 的降低, 而倍频场失谐的增加则使 \bar{I}_1 增强。两个失谐量同步增加时, 使基频场强在低驱动区域下降, 在高驱动区域增强。此外, 无论单独增加哪一个失谐量, 倍频定态光强都会降低, 这里我们略去这一变化曲线。图 1(b) 示出于共振时基频和倍频光强随非线性转换效率的变化情况。结果表明, F 增大 (即转换效率降低), 基频场增, 倍频场减弱, 这一结果是必然的。图 1(c) 中, 给出了 $F=0.5$ 时, 倍频光强随两个失谐同步增加的变化情况。这是一种典型的由单值解向多值解过渡的情形。如果我们进一步增加偏调, 将会出现色散型光学双稳。文献 [2] 中曾讨论过基频场的光学双稳问题。我们发现在相干驱动内腔二次谐波过程, 倍频场也具有色散型双稳特性。对此, 我们将另文讨论。

2. 光场的定态不稳定性

如果我们增强相干驱动场的强度, 使满足 (4) 式, 那么定态就会失稳, 内腔光场出现周期性振荡。

图 2 中, 给出光场的强度自脉冲振荡随腔场失谐 ϕ_1 和 ϕ_2 的同步增加的变化情况。图 2(a) 表示共振情况下 ($\phi_1 = \phi_2 = 0$), 较低驱动场强时 ($\epsilon^0 \simeq 6.936$, $\epsilon = 7.0$), 光场的强度自脉冲振荡, 这是一个不断增强的振荡, 而实际上, 如果延长分析时间, 这个振荡将会达到一个稳定状态, 保持低的驱动场强不变, 增加两个失谐量, 取 $\phi_1 = 0.045$, $\phi_2 = 0.10$, 就得到图 2(b) 所示的振荡。这是一个典型的倍周期分岔行为, 类似于文献 [3] 中的情形。仔细比较图 2(a), (b) 两种情况, 倍周期分岔振荡较共振时的强度自脉冲振荡的强度增强了。

保持其他条件不变, 而继续增大频率失谐, 取 $\phi_1 = 0.1$, $\phi_2 = 0.2$, 得到图 2(c) 所示的强度自脉冲振荡。这是一个周期为共振时强度自脉冲振荡周期两倍的振荡, 而且其强度较共

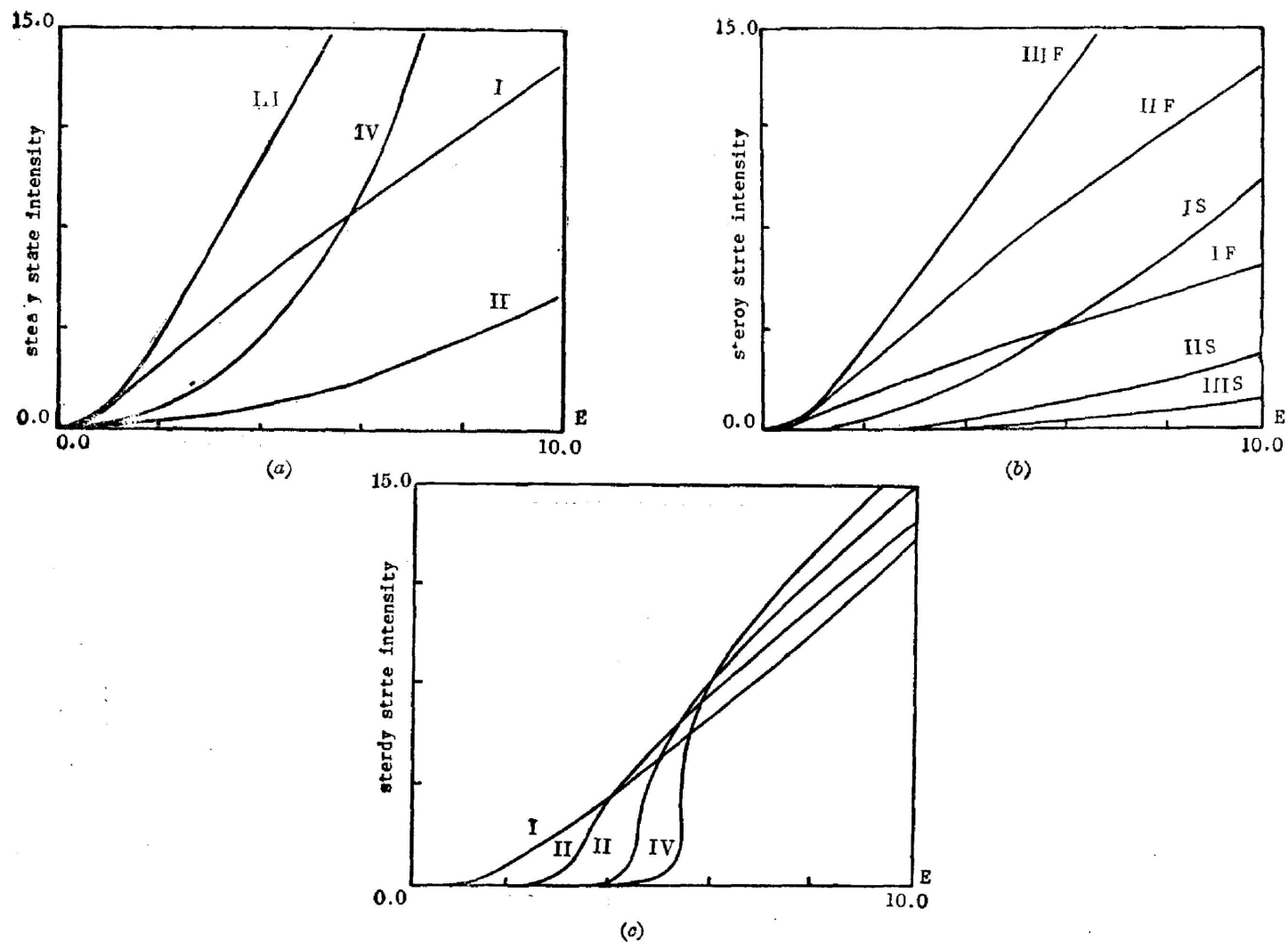
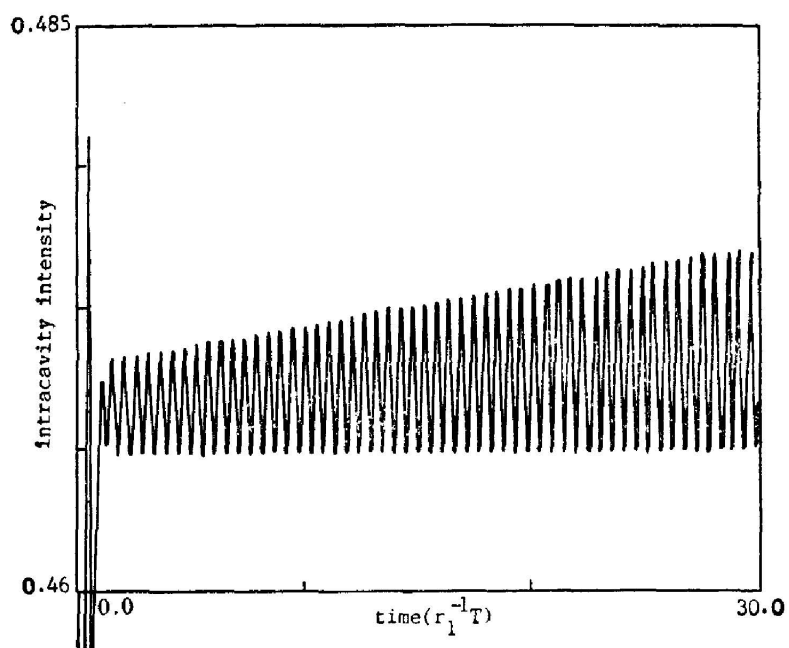
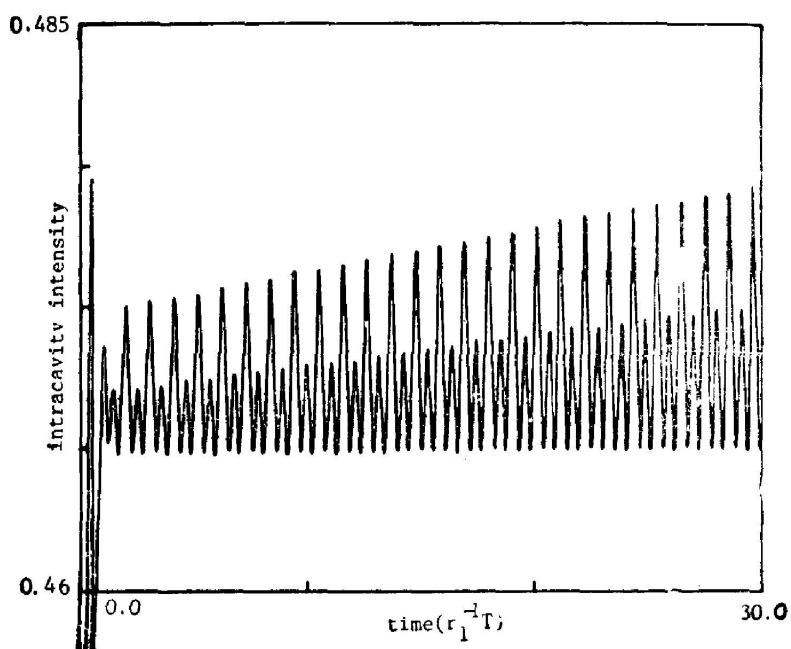


Fig. 1 Curves of steady-state intensity of intracavity optical field versus coherent driving field amplitude.

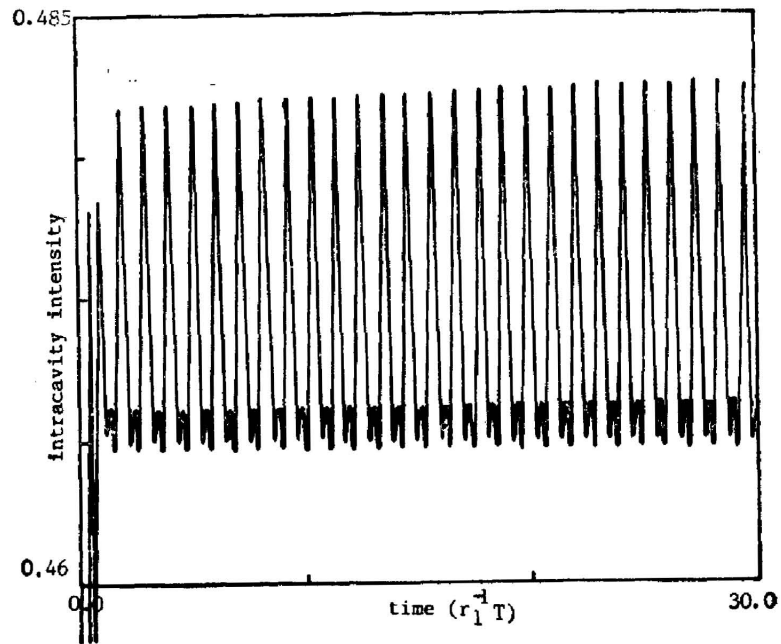
(a) Effects of detunings on fund. mode. Here, $F=4$. I. $\phi_1=\phi_2=0$; II. $\phi_1=4, \phi_2=0$; III. $\phi_1=0, \phi_2=2.5$; IV. $\phi_1=2, \phi_2=3$; (b) Effects of conversion rate on two field modes in resonant case. I. $F=1$; II. $F=4$; III. $F=10$. Here, S denotes harmonic mode and F the fund. mode; (c) Effects of detunings on harmonic modes. Here, $F=0.5$, I. $\phi_1=1.0, \phi_2=2.0$; II. $\phi_1=2.0, \phi_2=4.0$; III. $\phi_1=2.5, \phi_2=5.2$; IV. $\phi_1=2.85, \phi_2=5.5$



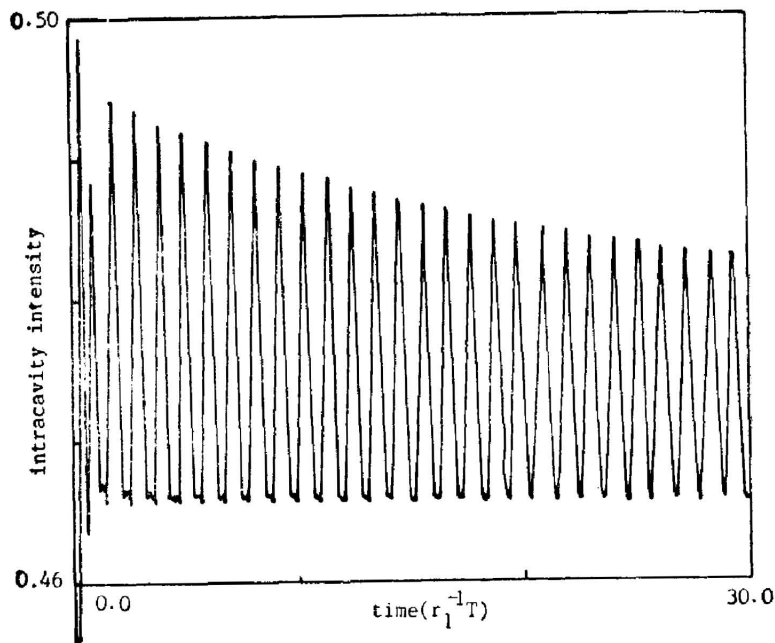
(a)



(b)



(c)



(d)

Fig. 2 Enhancements of instability oscillations of optical field inside optical cavity.

Here, $\gamma_1 = \gamma_2 = 3.40$, $G = 5.0$, $\epsilon^\circ \approx 6.936$, $|\epsilon| = 7.0$

- (a) Intensity self-pulsing. $\phi_1 = \phi_2 = 0.0$ (resonant case); (b) Periodic doubling branching behavior. $\phi_1 = 0.045$, $\phi_2 = -0.10$; (c) Intensity self-pulsing oscillation with double period. $\phi_1 = 0.1$, $\phi_2 = 0.2$; (d) Damping intensity self-pulsing with double period. $\phi_1 = 0.25$, $\phi_2 = 0.50$

振时明显加强。继续增加偏调, 取 $\phi_1=0.25$, $\phi_2=0.50$, 得到图 2(d) 所示的衰减型倍周期强度自脉冲振荡, 其强度比共振时的振荡强得多。

进一步增加偏调, 光场的强度自脉冲振荡会更强, 但衰减也更快了。必须指出的是: 在较低的驱动场强条件下, 光场的不稳定性振荡随失谐的增加而由共振时的强度自脉冲振荡, 经倍周期分岔而演化为衰减型的倍周期自脉冲振荡, 但不会出现光学混沌, 这是与文献[3]不同的结果。

四、结 论

本文详细讨论了低驱动场强条件下(略高于光场极限环不稳定性阈值), 近共振时内腔二次谐波过程中光场的不稳定性振荡行为。结果表明, 随着失谐程度的增加, 光场会经历一个由强度自脉冲振荡, 经倍周期分岔, 到衰减型倍周期强度自脉冲的不稳定性过程。我们看到, 不必增加驱动场强, 而适当增加腔场的失谐就可以使强度自脉冲振荡得到较大的增强。因此, 为了有效地观察光场的自脉冲行为, 需要把腔场的失谐控制在一定的程度内, 一方面使振荡得到足够的加强, 另一方面又不致使振荡衰减过快。合适的偏调取决于具体的双共振腔的 Q 值、驱动场功率、非线性晶体的性能以及驱动场的稳频指标等因素。此外, 非共振时强度自脉冲的周期是共振时的两倍, 与腔场的偏调程度无关。

参 考 文 献

- [1] K. J. McNeil *et al.*; *Optics Commun.*, 1978, **27**, No. 2 (Nov), 292~294.
- [2] P. D. Drummond *et al.*; *Optica Acta*, 1980, **27**, No. 3 (Mar), 321~335.
- [3] C. M. Savage and D. F. Walls; *Optica Acta*, 1983, **30**, No. 5 (May), 557~561.
- [4] H. J. Kimble and J. L. Hall; *Quantum Optics*, (edited by J. D. Harvey and D. F. Walls, Springer-Verlag, Berlin. New York, 1986), 58~69.
- [5] P. Mandel and T. Erneux; *Optica Acta*, 1982, **29**, No. 1 (Jan), 7~21.
- [6] N. Bloembergen; *Nonlinear Optics*, (Benjamin, New York, 1965).
- [7] W. H. Louisell; *Quantum Statistical Properties of Radiation*, (Wiley, New York, 1973).
- [8] Jin Shaozheng and Peng Kunchi; *J. Mod. Optics (London)*, to be published.
- [9] 靳少征, 彭堃焯; 《物理学报》, 待发表。
- [10] K.C. Peng, *et al.*; *Applied Optics*, 1985, **24**, No. 7 (Apr), 938~940.

Enhancement of intensity self pulsing oscillation in intracavity second-harmonic generation process

JIN SHAOZHENG, LI JUN AND PENG KUNCHI

(Institute of Opto-Electronic Research, Shanxi University, Taiyuan)

(Received 28 June 1988; revised 2 December 1988)

Abstract

Using the macroscopic nonlinear polarization model, we discussed in detail the dynamic evolution behaviors of optical field in coherent driving intracavity second-harmonic generation (ISHG). A new instability process of optical field was predicted and based on this result, a proper way to enhance the intensity self-pulsing oscillation in this nonlinear process was proposed.

Key words: periodic limit cycle instability; intensity self-pulsing; period doubling branching; detuning.