

光泵亚毫米波激光器双稳自脉冲运转特性

罗利国* 陈继述** 苏锦文 熊守仁

(中国科学院上海技术物理研究所红外物理国家实验室, 上海, 200083)

摘要: 研究了光泵亚毫米波激光器的双稳和自脉动等动力学行为. 结果表明泵浦光能产生双稳效应, 导致输出光的一部分定态不存在, 脉动输出较易产生, 脉动频率随着泵浦光强的增大而增大.

关键词: 光泵亚毫米波激光器, 双稳, 自脉动.

引言

激光被动腔系统的动力学行为在本世纪 80 年代引起人们的注意^[1], 并很快发展成对包括主动腔系统的各种激光动力学效应^[2,3]的研究. 光泵亚毫米波激光器集主动腔系统和被动腔系统于一体, 其动力学行为十分丰富, 较易实现自脉动与混沌等动力学输出状态^[4,5]. 由于它本身条件易于改变和控制, 遂成为研究激光动力学行为的最合适的激光器之一. 本文主要采用均匀加宽三能级双光场的 7 个一阶常微分方程, 分析研究该激光系统的双稳和脉动等多种动力学行为.

1 基本方程

对于研究连续光泵亚毫米波激光器的动力学行为, 三能级模型是充分而有效的. 取该系统的泵浦光和亚毫米波激光发射均为单模行波场, 介质为均匀加宽, 则由密度矩阵与 Maxwell 方程得到描述该系统光与物质相互作用的一组方程如下:

$$\left. \begin{aligned}
 \dot{\alpha} &= K_{\nu}(\alpha - \alpha_1) + g_{\nu} \rho_{13}, \\
 \dot{\beta} &= -K_{\lambda} \beta + g_{\lambda} \rho_{23}, \\
 \dot{d}_{13} &= -\gamma_{D1}(d_{13} - 1) + 2(\alpha \rho_{31} + \alpha^* \rho_{13}) + \beta \rho_{32} + \beta^* \rho_{23}, \\
 \dot{d}_{32} &= -\gamma_{D2} d_{32} - (\alpha \rho_{31} + \alpha^* \rho_{13}) - 2(\beta \rho_{32} + \beta^* \rho_{23}), \\
 \dot{\rho}_{13} &= -(\gamma_{13} + i\Delta_p) \rho_{13} - (\alpha d_{13} + \beta \rho_{12}), \\
 \dot{\rho}_{23} &= -(1 + i\Delta_s) \rho_{23} + (\beta d_{32} - \alpha \rho_{21}), \\
 \dot{\rho}_{12} &= -[\gamma_{12} + i(\Delta_p - \Delta_s)] \rho_{12} + \alpha \rho_{32} + \beta^* \rho_{13}.
 \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

本文 1990 年 12 月 19 日收到, 修改稿 1991 年 6 月 16 日收到.

* 山东大学光学系, 山东, 济南, 250100.

** 宁波大学物理系, 浙江, 宁波, 315211.

以上各式等号左边“·”代表对时间求导 $\frac{d}{dt}$ ，且有 $\tau = \tau_{23}^{-1}t$ ，其中 τ_{23}^{-1} 为 ρ_{23} 的实际衰变速率。方程组(1)中的各衰变系数均用 τ_{23}^{-1} 归一化，例如 $\gamma_{13} = \tau_{13}^{-1} / \tau_{23}^{-1}$ ， $\gamma_{D1} = \tau_{D1}^{-1} / \tau_{23}^{-1}$ 等等。 α_I ， α 和 β 分别为输入泵浦光场，腔内实际泵浦光场和亚毫米激光发射光场的慢变包络振幅，选定位相可使 α_I 为实量； $g_\gamma = \frac{\omega_p N |\mu_{31}|^2}{2\epsilon_0 \hbar \tau_{23}^{-1}}$ 和 $g_\lambda = \frac{\omega_s N |\mu_{32}|^2}{2\epsilon_0 \hbar \tau_{23}^{-1}}$ 分别为泵浦光场的非饱和吸收系数和发射光场的非饱和增益系数，其中 N 为介质总粒子数， ω_p 和 ω_s 分别为泵浦光频率和发射光频率， K_γ 和 K_λ 则分别为泵浦光场和发射光场的衰变速率；变量 d_{13} 和 d_{32} 各为能级1-3和3-2之间粒子占据几率之差；而 ρ_{13} 和 ρ_{12} 分别为各能级间单原子极化变量； $\Delta_p = (\omega_p - \omega_{31}) / \tau_{23}^{-1}$ 和 $\Delta_s = (\omega_s - \omega_{32}) / \tau_{23}^{-1}$ 分别表示泵浦光场和发射光场的非共振偏离量。

由于输入泵浦光场 d_I 为连续泵浦，则腔内实际泵浦光场 α 也可取为稳恒值。而亚毫米波发射光场振幅可取为

$$\beta = \beta_s e^{i[\Omega t + \varphi(0)]}, \quad (2)$$

其中 β_s 为与时间无关的实量。 α 与 β 在介质中对应同样形式的极化场，即有

$$\left. \begin{aligned} \rho_{23} &= \rho_{23s} e^{i[\Omega t + \varphi(0)]}, \\ \rho_{21} &= \rho_{21s} e^{i[\Omega t + \varphi(0)]}, \\ \rho_{13} &= \rho_{13s} \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

式(3)中 ρ_{23s} ， ρ_{21s} ， ρ_{13s} 均为与时间无关的复量。将式(2)，(3)的形式解代入方程组(1)，并注意到可取 $\dot{\alpha}_s = \dot{\beta}_s = \dot{\rho}_{23s} = \dot{\rho}_{13s} = \dot{\rho}_{12s} = \dot{d}_{13s} = \dot{d}_{32s} = 0$ ，则得到方程组

$$\alpha_I = \alpha_s - \frac{g_\gamma}{K_\gamma} \rho_{13s}, \quad (4a)$$

$$i\Omega \beta_s = -K_\lambda \beta_s + g_\lambda \rho_{23s}, \quad (4b)$$

$$0 = -\gamma_{D1}(d_{13s} - 1) + 2(\alpha_s \rho_{31s} + \alpha_s^* \rho_{13s}) + \beta_s \rho_{32s} + \beta_s \rho_{23s}, \quad (4c)$$

$$0 = -\gamma_{D2} d_{32s} - (\alpha_s \rho_{31s} + \alpha_s^* \rho_{13s}) - 2(\beta_s \rho_{23s} + \beta_s \rho_{23s}), \quad (4d)$$

$$0 = -(\gamma_{13} + i\Delta_p) \rho_{13s} - (\alpha_s d_{13s} + \beta_s \rho_{12s}), \quad (4e)$$

$$i\Omega \rho_{23s} = -(1 + i\Delta_s) \rho_{23s} + \beta_s d_{32s} - \alpha_s \rho_{21s}, \quad (4f)$$

$$-i\Omega \rho_{12s} = -[\gamma_{12} + i(\Delta_p - \Delta_s)] \rho_{12s} + \alpha_s \rho_{32s} + \beta_s \rho_{13s}. \quad (4g)$$

由式(4c)~(4g)可得到 d_{13s} 和 d_{32s} 的表达式为

$$\left. \begin{aligned} d_{13s} &= \frac{\gamma_{D1} N_2}{M_1 N_2 - M_2 N_1}, \\ d_{32s} &= \frac{\gamma_{D1} M_2}{M_1 N_2 - M_2 N_1}. \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

式(5)中

$$\left. \begin{aligned}
 M_1 &= \gamma_{D1} + 4|\alpha_s|^2 \cdot \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{W_{13}}\right\} - 2|\alpha_s|^2 \beta_s^2 \cdot \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{W_{23}(L_{12}^* L_{13}^* + \beta_s^2)}\right\}, \\
 M_2 &= 2|\alpha_s|^2 \cdot \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{W_{13}}\right\} - 4|\alpha_s|^2 \beta_s^2 \cdot \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{W_{23}(L_{12}^* L_{13}^* + \beta_s^2)}\right\}, \\
 N_1 &= 2\beta_s^2 \cdot \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{W_{23}}\right\} - 4|\alpha_s|^2 \beta_s^2 \cdot \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{W_{13}(L_{12} L_{23}^* + |\alpha_s|^2)}\right\}, \\
 N_2 &= \gamma_{D2} + 4\gamma_s^2 \cdot \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{W_{23}}\right\} - 2|\alpha_s|^2 \beta_s^2 \cdot \operatorname{Re}\left\{\frac{1}{W_{13}(L_{12} L_{23}^* + |\alpha_s|^2)}\right\}, \\
 L_{13} &= \gamma_{13} + i\Delta_p, \\
 L_{23} &= 1 + i(\Delta_s + \Omega), \\
 L_{12} &= \gamma_{12} + i(\Delta_p - \Delta_s - \Omega), \\
 W_{13} &= L_{13} + \frac{\beta_s^2}{L_{12}} - \frac{|\alpha_s|^2 \beta_s^2}{L_{12}(L_{12} L_{23}^* + |\alpha_s|^2)}, \\
 W_{23} &= L_{23} + \frac{|\alpha_s|^2}{L_{12}^*} - \frac{|\alpha_s|^2 \beta_s^2}{L_{12}^*(L_{12}^* L_{13}^* + \beta_s^2)}.
 \end{aligned} \right\} \quad (6)$$

由式(6)可看出 d_{13s} 和 d_{32s} 均只与 β_s^2 和 $|\alpha_s|^2$ 有关. 最后由式(4a)~(4g)得到确定 α_s , β_s 和 Ω 的基本方程组

$$\left. \begin{aligned}
 \beta_s \left\{ 1 - \frac{g_\lambda}{K_\lambda} \left[d_{32s} \cdot \operatorname{Re}\left(\frac{1}{W_{23}}\right) + |\alpha_s|^2 d_{13s} \cdot \operatorname{Re}\left(\frac{1}{W_{23}(L_{12}^* L_{13}^* + \beta_s^2)}\right) \right] \right\} &= 0, & (7a) \\
 \beta_s \left\{ \Omega - g \left[d_{32s} \cdot \operatorname{Im}\left(\frac{1}{W_{23}}\right) + |\alpha_s|^2 d_{13s} \cdot \operatorname{Im}\left(\frac{1}{W_{23}(L_{12}^* L_{13}^* + \beta_s^2)}\right) \right] \right\} &= 0, & (7b) \\
 \alpha_I = \alpha_s - \frac{g_I}{K_\gamma} \cdot \frac{\alpha_s}{W_{13}} \left\{ -d_{13s} - \frac{\beta_s^2}{L_{12}^* L_{23}^* + |\alpha_s|^2} d_{32s} \right\}. & & (7c)
 \end{aligned} \right\}$$

式(7)中 d_{13s} , d_{32s} 由式(5)给出. 由式(7)原则上在给定输入泵浦光场 α_I 后, 可求解 α_s , β_s 和 Ω . 一般可以用数值试解逼近法, 但运算十分繁杂, 而且也难于得到较全面的认识. 以下主要在几种近似方法下进行讨论.

2 基本方程的讨论

2.1 $\beta_s = 0$ 时即无亚毫米波激光产生. 式(7)中只有式(7c)存在, 可改写成

$$\alpha_I = \alpha_s - \frac{g_I}{K_\gamma} \cdot \frac{\gamma_{D1} \alpha_s (\gamma_{13} + i\Delta_p)}{\gamma_{D1} (\gamma_{13}^2 + \Delta_p^2) + 4\gamma_{13} |\alpha_s|^2}. \quad (8)$$

式(8)相当于泵浦光场 α_I 进入一个双能级吸收系统, 即纯被动腔系统. 关于此方面的讨论, 可参见有关光学双稳态文献.

2.2 $\Delta_p = \Delta_s = 0$, $\beta_s \neq 0$, $\Omega = 0$ 时的解对应于共振泵浦时, 有稳定的共振亚毫米波激光连续输出. 此条件下式(7)变成以实变量 α_s 表达的 β_s 与 α_I 的定态关系方程

$$\left. \begin{aligned}
 \beta_s^2 &= \frac{1}{2} (-A_1 + \sqrt{A_1^2 - 4A_2}), \\
 \alpha_I = \alpha_s + \frac{g_I}{K_\gamma} \cdot \frac{K_\lambda}{g_\lambda} \cdot \frac{\frac{g_\lambda}{K_\lambda} \alpha_s^2 + \frac{2}{\gamma_{D1}} \alpha_s^2 \beta_s^2 - \beta_s^2 - \frac{4}{\gamma_{D2}} \beta_s^4}{\gamma_{13} + \frac{4\alpha_s^2}{\gamma_{D1}} - \frac{2\beta_s^2}{\gamma_{D2}}}. & & (9)
 \end{aligned} \right\}$$

式(9)中

$$\left. \begin{aligned} A_1 &= \frac{\gamma_{D2}}{4} \left[1 - \frac{2\alpha_s^2}{\gamma_{D1}} - \frac{2\alpha_s^2}{\gamma_{D2}} + \frac{4\gamma_{12}\gamma_{13}}{\gamma_{D2}} + \frac{12\gamma_{12}}{\gamma_{D1}\gamma_{D2}} \alpha_s^2 \right], \\ A_2 &= \frac{\gamma_{D2}}{4} \left\{ \frac{4}{\gamma_{D1}} \alpha_s^4 - \alpha_s^2 \left[\frac{g_\lambda}{K_\lambda} \left(1 + \frac{2\gamma_{12}}{\gamma_{D2}} - \gamma_{13} - \frac{4\gamma_{12}}{\gamma_{D1}} \right) + \gamma_{13}\gamma_{12} \right] \right\}, \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

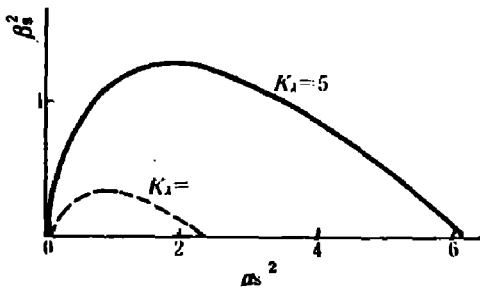


图1 $\Delta_p = \Delta_s = 0$ 时亚毫米波光强与腔内实际泵浦光强的关系

Fig.1 The relationship between submillimeter laser output and intracavity pumping intensity for $\Delta_p = \Delta_s = 0$

式(9)给出亚毫米波激光 β_s^2 与腔内实际泵浦光场的关系,其解析图形如图1所示.由图可看到在泵浦强度大于阈值后, β_s^2 先随 α_s^2 增大而增大;到达极值后, β_s^2 开始随着 α_s^2 的增大而变小;当 α_s^2 相当大时, β_s^2 重新变为零,即在强烈的共振泵浦下,在共振发射条件下不再有连续亚毫米波激光输出.图2给出 α_s , β_s 与 α_s 之间关系的图形,由图2看出, $\alpha_s \sim \alpha_s$ 可出现双稳回线,这使对应双稳回线负斜率部分的 β_s 定态并不存在.

2.3 $\beta_s \neq 0$, $\Omega \neq 0$ 时的解析讨论需要取进一步近似,首先取 $\Delta_p = \Delta_s = 0$,即系统在与前一节相同的共振泵浦与共振发射的条件下工作.在分析亚毫米波激光脉动输出状态时,最感兴趣的是脉动频率的变化关系.于是可以进一步取 $\beta_s \ll 1$,这在一般的连续泵浦连续发射的亚毫米波激光系统中是较容易满足的.为了计算方便,再取 $\gamma_{12} = \gamma_{13} = \gamma_{D1} = \gamma_{D2} = 1$.在这些条件下,当耦合系数满足 $g_\lambda > 16$ 时,且场内实际泵浦光强处于区间,即 $\alpha_{01}^2 < \alpha_s^2 < \alpha_{02}^2$,其中

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{01}^2 &= \frac{1}{128} [g_\lambda^2 - 8g_\lambda - 32 - g_\lambda \sqrt{g_\lambda(g_\lambda - 16)}], \\ \alpha_{02}^2 &= \frac{1}{128} [g_\lambda^2 - 8g_\lambda - 32 + g_\lambda \sqrt{g_\lambda(g_\lambda - 16)}]. \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

由对频率取值的式(7b)求得 Ω^2 的实数解为

$$\Omega^2 = \alpha_s^2 - 1 - \frac{\alpha_s^2 g_\lambda}{1 + 4\alpha_s^2} \pm \sqrt{\frac{\alpha_s^2 g_\lambda}{1 + 4\alpha_s^2} \left(\frac{\alpha_s^2 g_\lambda}{1 + 4\alpha_s^2} - 2 - 4\alpha_s^2 \right)}. \quad (12)$$

由于要求 $\Omega^2 > 0$,故须对式(12)的取值区域做进一步的限定.以下分别讨论式(12)中根号取“+”和“-”值的结果.

2.3.1 取“+”值时限定实际泵浦光强同时满足 $\alpha_{03}^2 < \alpha_s^2 < \alpha_{02}^2$, $4\alpha_s^2 \gg 1$ 时, α_{03}^2 有解析表达式 $\alpha_{03}^2 = \frac{1}{8} [2g_\lambda - 9 - \sqrt{4g_\lambda^2 - 100g_\lambda - 15}]$,并限定非饱和增益系数 g_λ 满足 $g_\lambda > \frac{1}{2} [25 + 4\sqrt{46}] \approx 26.1$.在以上条件下,存在第一组解

$$\Omega_1 = \pm \left[\alpha_s^2 - 1 - \frac{g_\lambda \alpha_s^2}{1 + 4\alpha_s^2} + \sqrt{\frac{g_\lambda \alpha_s^2}{1 + 4\alpha_s^2} \left(\frac{g_\lambda \alpha_s^2}{1 + 4\alpha_s^2} - 2 \right) - 4\alpha_s^2} \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (13)$$

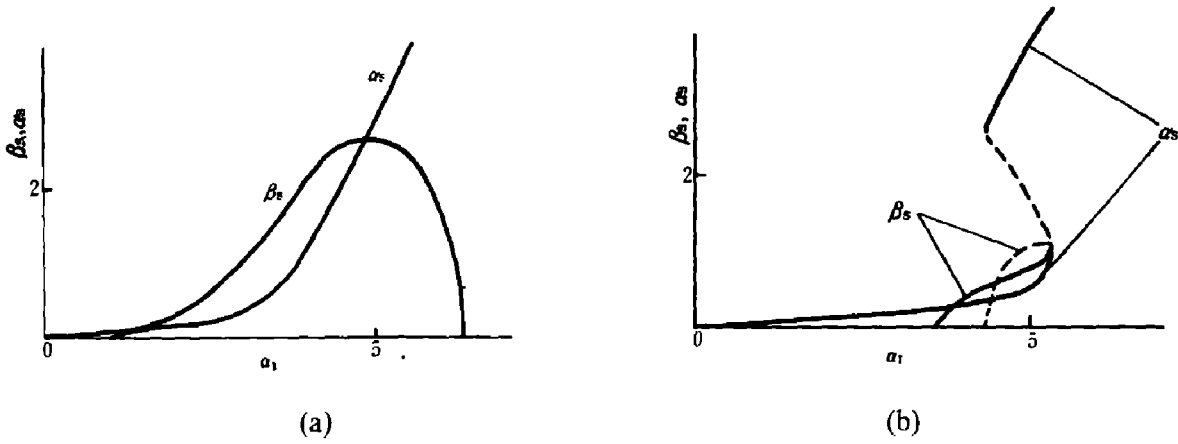


图 2 (a) $\Delta_p = \Delta_s = 0$, $\gamma_{13} = \gamma_{12} = \gamma_{D1} = \gamma_{D2} = 1$ 时以 α_1 为控制量的定态曲线 ($g_\gamma / K_\gamma = 20$, $g_\lambda / K_\lambda = 40$); (b) 泵浦光出现双稳 ($g_\gamma / K_\gamma = 20$, $g_\lambda / K_\lambda = 10$)

Fig.2 (a) The steady state curve; (b) Bistability of pumping laser

2.3.2 取“-”值时限定腔内实际泵浦光场满足 $\alpha_s^2 \in \{\alpha_s^2 \in (\alpha_{05}^2, \alpha_{02}^2)\} \cap \{\alpha_s^2 \in (\alpha_{04}^2, \alpha_{02}^2)\}$. 在 $4\alpha_s^2 \gg 1$ 时, α_{04}^2 和 α_{05}^2 可表示为

$$\left. \begin{aligned} \alpha_{04}^2 &= \frac{1}{8} [2g_\lambda - 9 + \sqrt{4g_\lambda^2 - 100g_\lambda - 15}], \\ \alpha_{05}^2 &= \frac{1}{8} [3 + g_\lambda + \sqrt{(3 + g_\lambda)^2 + 16}], \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

且同样限定耦合系数 $g_\lambda > 26.1$. 在以上这些条件下, 存在第二组解

$$\Omega_2 = \pm \left\{ \alpha_s^2 - 1 - \frac{\alpha_s^2 g_\lambda}{1 + 4\alpha_s^2} - \sqrt{\frac{\alpha_s^2 g_\lambda}{1 + 4\alpha_s^2} \left[\frac{\alpha_s^2 g_\lambda}{1 + 4\alpha_s^2} - 1 \right] - 4\alpha_s^2} \right\}^{\frac{1}{2}}. \quad (15)$$

由式 (13) 和式 (15) 看出 Ω_1 和 Ω_2 两组解都包括“±”两个值, 由此即可形成共振泵浦共振发射条件下的脉动输出, 其脉动形式为

$$\beta = \beta_s e^{i\varphi(0)} [e^{i\Omega t} + e^{-i\Omega t}] = \beta_s e^{i\varphi(0)} \cdot 2\cos(\Omega t), \quad (16)$$

这样即可形成光强脉动频率为 2Ω 的亚毫米波激光脉动输出.

图 3 给出 Ω_1 和 Ω_2 与腔内实际泵浦光强 α_s^2 的关系曲线, 脉动频率随着泵浦光强的增大而增加. 由图 3 看出, 当泵浦光强足够大 (即 $\alpha_s^2 \approx 2$) 而产生脉动时, 脉动频率变化剧烈. 当泵浦光强极大时, 还可能产生稳定双频脉动.

以上讨论考虑到直接控制量应是输入光场 α_1 时, 须加入对式 (7c) 的讨论. 对于 $\beta_s \ll 1$ 的条件, 有

$$\alpha_1 = \alpha_s + \frac{g_\gamma}{k_\gamma} \cdot \frac{\alpha_s}{1 + 4\alpha_s^2}. \quad (17)$$

给定 g_γ / k_γ 即可由式 (17) 确定 $\alpha_1 \sim \alpha_s$ 的对应取值关系.

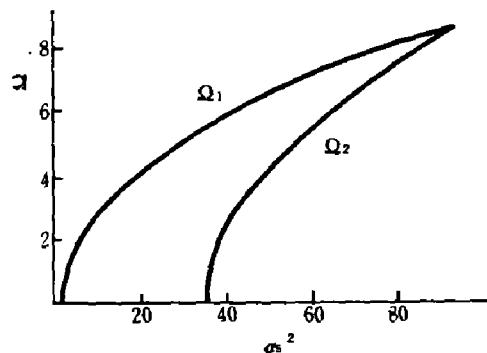


图 3 脉动频率与腔内泵浦光强的关系 ($g_\lambda = 80$)

Fig.3 The relationship between pulsation frequency and intracavity pumping intensity

3 结论

本文主要以三能级理论分析了连续光泵亚毫米波激光器的动力学行为. 在共振泵浦共振发射条件下, 低泵浦时, 亚毫米波激光器可连续输出, 输出功率随泵浦强度的增加而增加; 当泵浦相当强时, 连续亚毫米波激光输出功率重新变小, 以至消失. 在该系统中, 泵浦光还可表现出双稳效应, 从而对发射激光输出范围产生限制. 该系统易产生脉动输出, 脉动频率随着泵浦光强的增加而增大.

参 考 文 献

- 1 Englund J, Snapp R, Schieve W. In: E Wolf, ed. *Progress in Optics XXI*, North-Holland Amsterdam, 1984: 355~428
- 2 Special Issue on "Instabilities in Active Optical Media", *J. Opt. Soc. Am.* 1985, B2: 1~249
- 3 Abraham N B, Mandel P, Narducci L M. In: E Wolf ed. *Progress in Optics XXV*, North-Holland Amsterdam, 1988: 1~190
- 4 Weiss C O, Brock J. *Phys. Rev. Lett.*, 1986, 57: 2804
- 5 Uppal J S, Harrison R G, Moloney J V. *Phys. Rev.*, 1987, A36: 2868

BISTABILITY AND SELF-PULSATION IN OPTICALLY PUMPED SUBMILLIMETER LASERS

Luo Liguó^{*}, Chen Jishu^{**}, Su Jinwen, Xiong Shouren

(National Laboratory for Infrared Physics, Shanghai Institute of Technical Physics,
Chinese Academy of Sciences, Shanghai 200083, China)

Abstract: The dynamical behaviors of bistability and self-pulsation in optically pumped submillimeter lasers are studied. Bistability emerges in pumping light. It leads to non-existence of partial steady state of submillimeter output. It is easy to give pulsation output. The pulsation frequency increases with increasing pumping intensity.

Key words: optically pumped submillimeter laser, bistability, self-pulsation.

^{*} Permanent address: Department of Optics, Shandong University, Jinan, Shandong 250100, China.

^{**} Permanent address: Department of Physics, Ningbo University, Ningbo, Zhejiang 315211, China.