

文章编号 : 0253-2239(2001)07-0778-05

含有注入信号的双向环形激光场中的驱动效应*

冷 锋 朱士群

(苏州大学理学院物理系, 苏州 215006)

摘要: 用含有背散射和饱和效应的双模激光场的理论模型讨论了背散射和外加注入信号对环形激光场的统计性质的影响。结果表明,背散射可以抑制系统的涨落。对于均匀展宽的双向环形激光场,注入信号可以将其中的弱模光场由非相干光驱动成为相干光,而对于非均匀展宽的环形激光场则没有这种驱动效应。进一步研究发现,这种驱动效应与注入信号的强弱及两模式光场的抽运参量差异 $\Delta\alpha$ 有关。

关键词: 双向环形激光;注入信号;背散射;驱动效应;模式耦合系数

中图分类号: TN241 文献标识码: A

1 引 言

近年来双向环形激光场的各种统计性质,如全饱和效应^[1,2]、背散射效应^[3,4]、模式转换效应^[5,6]等在实验上和理论上均引起了人们的广泛兴趣。一部分的研究关注于双向环形激光系统本身的动力学性质,另一些则关注于如何通过第三台激光向环形激光场注入外加信号从而控制其输出^[7~9]。在以往的分析中,人们常常只考虑光场的三次非线性效应。但是,当在双向环形激光场中注入外加信号后,考虑到光场中两模式之间的背散射效应,有必要采用描述光场的更高阶非线性行为的全饱和模型。

本文采用同时含有注入信号和背散射的激光场的全饱和理论模型,研究了均匀展宽激光场的统计性质。从光场满足的朗之万方程出发,得到光场两维定态几率密度函数,通过对光场强度自相关函数的计算,研究了背散射和外加注入信号对激光场统计性质的影响。理论预言和实验测量^[9]符合较好。

2 运动方程

当考虑全饱和效应和背散射时,含有注入信号的双向环形激光场的复电场 E_1 和 E_2 服从朗之万方程:

$$\frac{dE_1}{dt} = -K_1 E_1 + \frac{FE_1}{1 + (|E_1|^2 + \zeta|E_2|^2)/F} + R_1 E_2 + \eta E_3 + q_1(t), \quad (1)$$

$$\frac{dE_2}{dt} = -K_2 E_2 + \frac{FE_2}{1 + (|E_2|^2 + \zeta|E_1|^2)/F} + R_2 E_1 + q_2(t), \quad (2)$$

式中的 K_1 和 K_2 分别为两个模式的空腔衰减常数, F 为增益参量,且满足 $\alpha_1 = F - K_1$ 和 $\alpha_2 = F - K_2$, ζ 为模式耦合常数,对于均匀展宽的双向环形激光场 ζ 取 2,而对于非均匀展宽的双向环形激光场 ζ 取 1。 η 是表征腔内注入信号与外场关系的耦合常数。 R_1 和 R_2 分别为复背散射系数, $q_1(t)$ 和 $q_2(t)$ 为加性量子噪声,它们的一次矩和二次矩满足如下方程:

$$\left. \begin{aligned} q_i(t) &= q_j(t) = 0, \\ q_i^*(t)q_j(t') &= 2P\delta_{ij}\delta(t-t'), \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

$(i, j = 1, 2).$

式中的 P 为加性噪声强度。将(1)式、(2)式右边进行简单的多项式展开并保留到二次项就可以得到传统的含有三次非线性效应的激光理论模型。

当背散射为同相,即 $R_1 = R_2^*$ 时,可以得到光强 I_1 和 I_2 的两维定态几率密度函数:

$$Q_{ss}(I_1, I_2) = N_s \left[1 + \frac{I_1 + \zeta I_2}{F} \right]^{\beta_1} \left[1 + \frac{I_2 + \zeta I_1}{F} \right]^{\beta_2} \times J_0 \left(\frac{2R\sqrt{I_1 I_2}}{P} \right) J_0(|\eta|\sqrt{I_1 I_3}) \times \exp \left[-\frac{1}{P}(K_1 I_1 + K_2 I_2) \right], \quad (4)$$

式中的 N_s 为归一化常数,

$$\begin{aligned} I_1 &= |E_1|^2, & I_2 &= |E_2|^2, \\ I_3 &= |E_3|^2, & |R_1| &= |R_2| = R, \end{aligned}$$

* 国家自然科学基金(19874046)资助项目。

收稿日期:1999-11-24;收到修改稿日期:2000-03-29

$$\beta_1 = \frac{F^2 I_1}{P(I_1 + \zeta I_2)}, \quad \beta_2 = \frac{F^2 I_2}{P(I_2 + \zeta I_1)}$$

$J_0(z)$ 为零阶贝塞尔函数 其定义为^[10]：

$$J_0(z) = \sum_{k=0}^{\infty} \frac{(z/2)^{2k}}{(k!)^2} \quad (5)$$

由(4)式可以计算出激光强度的任意阶期望值

$I_1^n I_2^m$ 即：

$$I_1^n I_2^m = \int Q_{ss}(I_1, I_2) I_1^n I_2^m dI_1 dI_2 \quad (6)$$

($n, m = 0, 1, 2, 3, \dots$)

双模强度的归一化自相关函数以及互相关函数的表达式为：

$$\lambda_{11}(0) = I_1^2 / I_1^2 - 1, \quad (7)$$

$$\lambda_{22}(0) = I_2^2 / I_2^2 - 1, \quad (8)$$

$$\lambda_{12}(0) = I_1 I_2 / I_1 I_2 - 1. \quad (9)$$

3 理论和实验的比较

为了检验理论的正确性,有必要将理论分析同实验测量进行比较。实验^[9]的示意图如图1所示。

氩离子激光器作为抽运光源,抽运环形染料激光系统。一台 He-Ne 激光作为外加信号,注入到环形染料激光的一个模式中。环形染料激光器输出的光场模式1和模式2分别由光电管 D_1 和 D_2 接受,并送入计算机进行相关数据处理。对于双模环形染料激光系统,双模之间的模式耦合系数 $\zeta = 2$ 。光

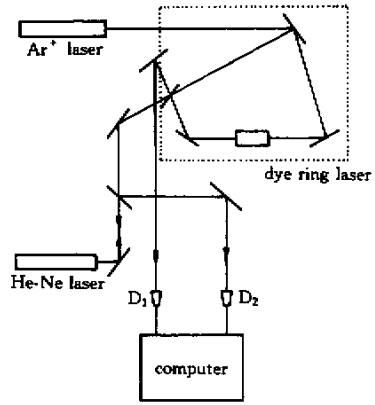


Fig.1 Schematic diagram of the experimental measurement^[9] 场 I_1 的一维定态几率密度函数 $Q_{ss}(I_1)$ 可以由两维定态几率密度函数 $Q_{ss}(I_1, I_2)$ 数值积分得到：

$$Q_{ss}(I_1) = \int_0^{\infty} Q_{ss}(I_1, I_2) dI_2, \quad (10)$$

由(10)式得到的一维定态几率密度函数 $Q_{ss}(I_1)$ 如图2所示。图中较为粗糙的曲线是文献[9]中 Cheng 与 Mandel 的实验测量结果,实线是全饱和模型得到的理论曲线。同传统的三次激光理论(图中未画出)相比,全饱和模型得到的曲线比三次模型要高些,更接近实验值。由理论模型(1)(2)和(9)式计算得到的强度互相关函数 $\lambda_{12}(0)$ 和文献[9]中的实验数据比较如图3所示。由图2和图3可见,从全饱和和激光模型得到的理论预言和实验结果符合得较好。

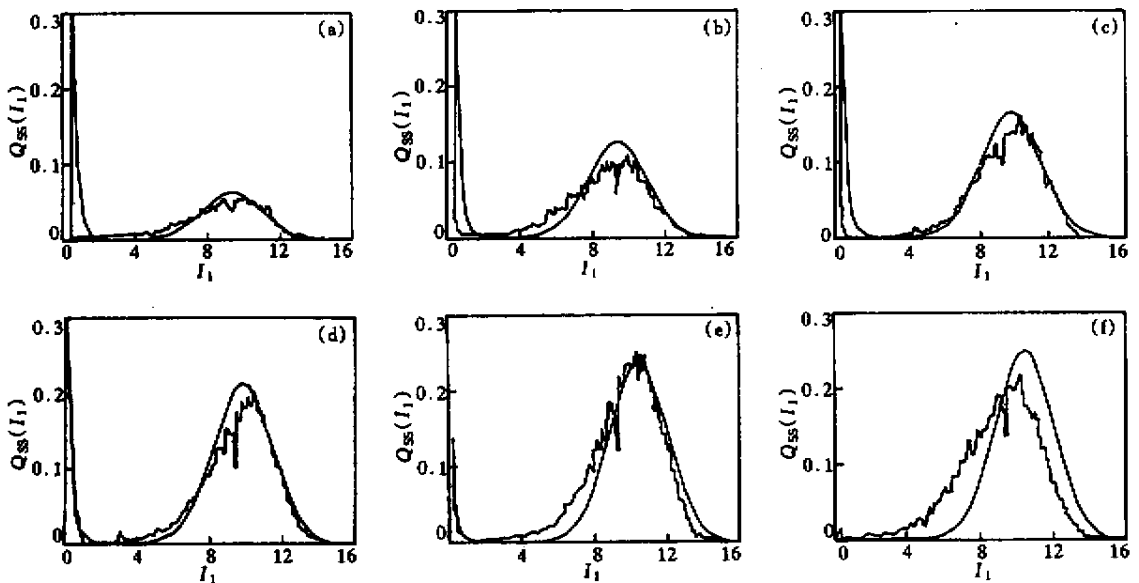


Fig.2 The one-dimensional steady-state probability density obtained from Eq.(4) for the full saturation theory with injected signal and backscattering. The parameters are chosen as $K_1 = 90.1$; $K_2 = 89.9$; $\Delta\alpha = -0.2$; $F = 100$; $R = 1.0$; $|\eta|^2 I_3 = 0, 0.58, 1.02, 2.02, 3.58, 9.00$. The smooth curves are theoretical predictions and the zigzag lines are the experimental data from Ref.[9]

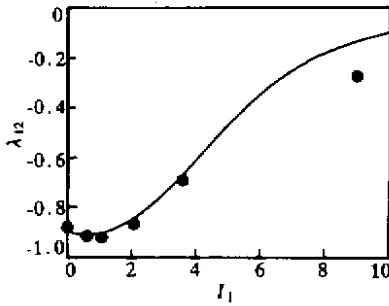


Fig.3 The normalized cross-correlation function of the light intensities obtained from Eq. (4) and Eq. (9). The parameters are chosen as $K_1 = 90.1$; $K_2 = 89.9$; $\Delta\alpha = -0.2$, $R = 0.1$; $F = 100$. — : theoretical predictions; ● : experimental data from Ref.[9]

4 背散射和驱动效应

背散射对含有注入信号的双向环形激光系统的统计性质的影响,可通过光场的一维定态几率密度 $Q_{ss}(I_1)$ 光场的强度自相关函数 $\lambda_{11}(0)$ 和 $\lambda_{22}(0)$ 和互相关函数 $\lambda_{12}(0)$ 看出来。

图4是一维定态几率密度 $Q_{ss}(I_1)$ 随不同背散射和注入信号变化的曲线。由图4可见,当背散射 R 增加时,一维定态几率密度 $Q_{ss}(I_1)$ 渐渐地由双峰结构转变成较为简单的单峰结构。对于弱注入信号, $Q_{ss}(I_1)$ 的第一个峰的高度随着背散射强度的增

加而逐渐降低并向右移动,而第二个峰则几乎没有变化。然后,这两个峰在接近于 $I_1 = 4$ 的位置处结合成为一个峰[图4(a)]。对于中等强度的注入信号,随着背散射系数 R 的增加,原来 $Q_{ss}(I_1)$ 中两个峰的高度变得越来越接近。然后这两个峰在原来双峰之间的位置结合成为一个平台[图4(b)]。对于相对较强的注入信号,随着背散射系数 R 的增加,第一个峰逐渐消失,而第二个峰逐渐降低并向左移动。然后这两个峰在接近原来第二个峰的位置结合成为一个峰[图4(c)]。

由(1)(2)和(6)~(8)式计算得到的激光场的自相关函数 $\lambda_{11}(0)$ $\lambda_{22}(0)$ 和互相关函数 $\lambda_{12}(0)$ 随背散射系数 R 的变化分别如图5、图6、图7所示。由图可知,光场强度的自相关函数 $\lambda_{11}(0)$ 和 $\lambda_{22}(0)$ 的高度随着背散射 R 的增加而降低,而光场强度的互相关函数 $\lambda_{12}(0)$ 却随着背散射 R 的增加而增加。这些表明,在模式耦合系数 $\zeta = 2$ 的均匀展宽的双向环形激光场中,背散射可以抑制强度涨落。

从图5、图6、图7还可以看出,注入信号对双向环形激光系统的统计性质起着重要的作用。对于较弱的注入信号,弱模 I_1 的自相关函数 $\lambda_{11}(0)$ 具有类似于热光子的统计性质[图5(a)],即在高于阈值时, $\lambda_{11}(0)$ 有着较大的不规则起伏(抽运参量 α 大约在 15 ~ 30 之间),但是在远高于阈值时($\alpha > 30$),

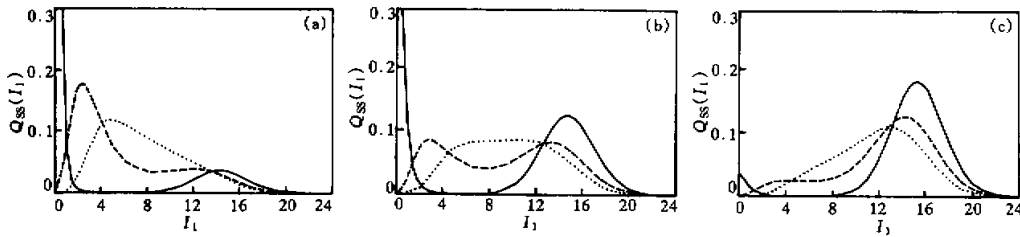


Fig.4 The one-dimensional steady-state probability density function obtained from Eq.(4) for the full saturation theory with injected signal and backscattering. The parameters are chosen as $K_1 = 90.1$; $K_2 = 89.9$; $\Delta\alpha = -0.2$. — : $R = 0$; ---- : $R = 3.0$; : $R = 4.0$. (a) $|\eta|^2 I_3 = 0.0$; (b) $|\eta|^2 I_3 = 1.02$; (c) $|\eta|^2 I_3 = 3.58$

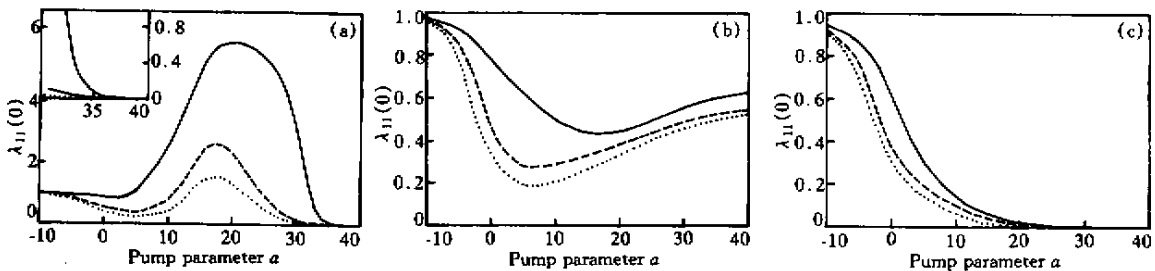


Fig.5 The auto-correlation function $\lambda_{11}(0)$ for different values of injected signals and backscattering. The parameters are chosen as $K_1 = 90.1$, $K_2 = 89.9$, $\Delta\alpha = -0.2$. — : $R = 0.0$; ---- : $R = 3.0$; : $R = 4.0$. (a) $|\eta|^2 I_3 = 0.0$; (b) $|\eta|^2 I_3 = 1.02$; (c) $|\eta|^2 I_3 = 3.58$

Fig.6 The auto-correlation function $\lambda_{22}(0)$ for different values of injected signals and backscattering. The parameters are chosen as

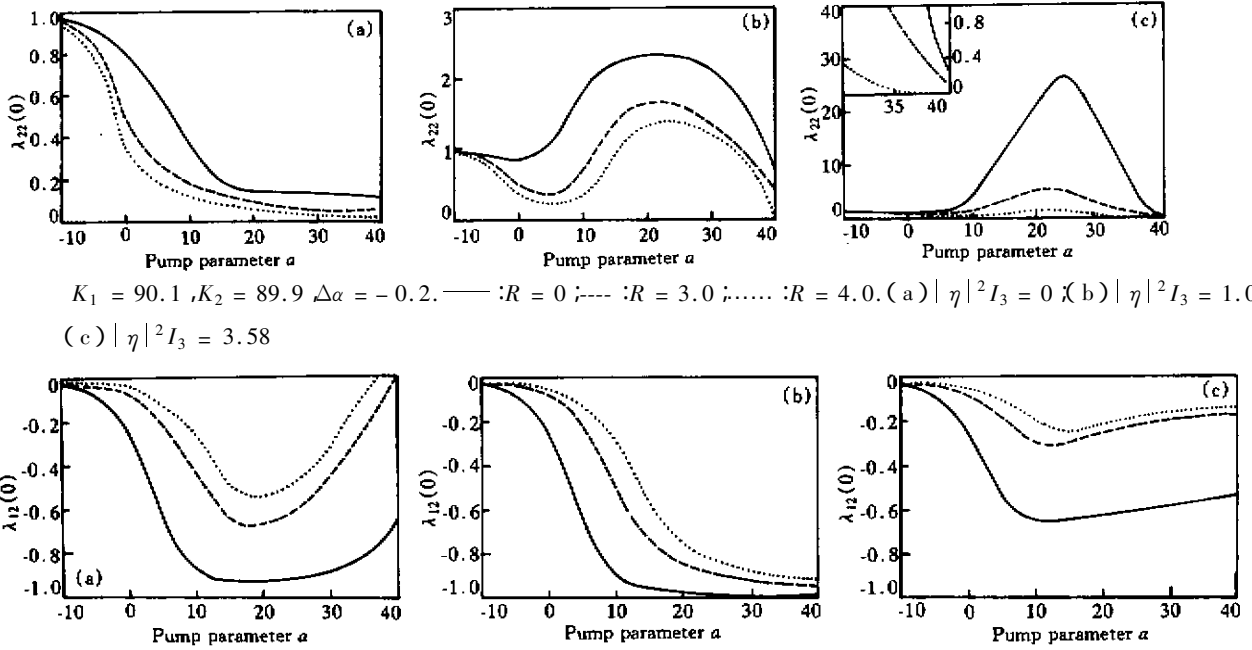


Fig.7 The cross-correlation function $\lambda_{12}(0)$ for different values of injected signals and backscattering. The parameters are chosen as $K_1 = 90.1, K_2 = 89.9, \Delta\alpha = -0.2$. — : $R = 0$; --- : $R = 3.0$; : $R = 4.0$. (a) $|\eta|^2 I_3 = 0$ (b) $|\eta|^2 I_3 = 1.02$; (c) $|\eta|^2 I_3 = 3.58$

$\lambda_{11}(0)$ 又接近于0,表现出相干光的统计性质。而强模 I_2 的自相关函数 $\lambda_{22}(0)$ 却始终显示出相干光的统计性质[图 6(a)]。两模式光强的互相关函数 $\lambda_{12}(0)$ 在低于阈值时随抽运参量 α 的增加而降低,在高于阈值时随抽运参量 α 的增加而增加[图 7(a)]。对于中等强度的注入信号, $\lambda_{11}(0)$ 呈现出热光子统计性质并在略高于阈值处出现极小值[图 5(b)],而 $\lambda_{22}(0)$ 则显现出类似于热光子的统计性质。在高于阈值时(抽运能量 α 大约在 15 ~ 30 之间)出现很大的起伏,并在远高于阈值时($\alpha > 35$), $\lambda_{22}(0)$ 趋向于 0[图 6(c)]。随着抽运参量 α 的增加,互相关函数 $\lambda_{12}(0)$ 逐渐从 0 变化到 -1[图 7(b)]。对于较强的注入信号,弱模的自相关 $\lambda_{11}(0)$ 随着抽运参量 α 的增加而趋向于 0,显现出相干光所具有的性质[图 5(c)]。而强模的自相关 $\lambda_{22}(0)$ 却显示出热光子所具有的统计性质,即在高于阈值时(抽运参量 α 大约在 10 ~ 30 之间)出现很大的起伏,而在远高于阈值时($\alpha > 35$)趋向于 0[图 6(c)]。互相关函数 $\lambda_{12}(0)$ 在阈值以下时随抽运参量的增加而减小,在阈值以上时却随抽运参量的增加而增加[图 7(c)]。这些现象均表明注入信号可以将弱模光场 I_1 由非相干光驱动成为相干光,同样可以将强模光场 I_2 由相干光改变成为非相干光,这主要取决于注入信号叠加在哪个模式上。

在驱动过程中,外加注入信号和激光场的抽运

参量的差异 $\Delta\alpha$ 对光场的统计性质影响很大。为了标志驱动程度,对驱动极限作如下定义:

在抽运参量 $\alpha = 20$ 处,若外加注入信号的强度刚好能将弱模(模式 1)的自相关函数 $\lambda_{11}(0)$ 驱动到 0.01,就可以认为光场 E_1 已被驱动成为相干光,并将此时注入信号的强度定义为驱动极限。

图 8 描绘的是对于不同差异的抽运参量 $\Delta\alpha$,注入信号 $|\eta|^2 I_3$ 所满足的对模式 1 的驱动条件曲线图,其参量选择为 $R = 0.1, \zeta = 2.0$ 。

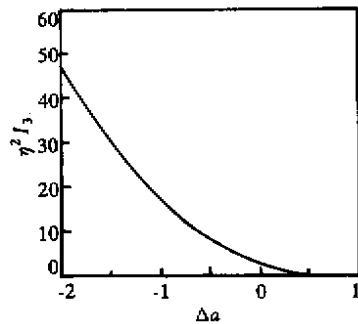


Fig.8 The intensity of injected signal $|\eta|^2 I_3$ as a function of pump differences when the auto-correlation function is less than 0.01 at $\alpha = 20$. The parameters are chosen as $R = 0.1, \zeta = 2.0$

显然,对于负的抽运差异 $\Delta\alpha$,当其量值较大时,要将弱模(模式 1)驱动成为相干光需要较大强度的注入信号,其大小也必须随抽运参量的增加而近乎线性增加。对于正的抽运差异 $\Delta\alpha$,仅需较小的

注入信号即可将模式 I 驱动成为相干光。这意味着,在同样的条件下,要实现相干驱动,强模只需要较弱的驱动信号,弱模则需要较强的驱动信号。

结论 本文主要讨论了含有注入信号的双向环形激光场的统计性质,并通过一维定态几率密度 $Q_{ss}(I_1)$ 光场强度 I_1 和 I_2 的自相关函数 $\lambda_{11}(0)$ 、 $\lambda_{22}(0)$ 以及互相关函数 $\lambda_{12}(0)$,着重研究了背散射和注入信号对双向环形激光场统计性质的影响。研究结果表明,对于均匀展宽的双向环形激光场,模式耦合系数 $\zeta = 2.0$,背散射效应可以降低双向环形激光系统的统计涨落。而外加信号可以将双模中的弱模光场由非相干光驱动成为相干光,同时将强模光场由相干光变为非相干光,这种驱动效应和两个模式抽运参量之间的差异 $\Delta\alpha$ 有关。

感谢高伟建和胡静对本课题的许多有益的讨论和帮助。

参 考 文 献

[1] Zhu Shiqun. Saturation effects in a two-mode ring laser. *Phys. Rev. (A)*, 1994, **50**(2):1710 ~ 1715

- [2] Wang Jin, Zhu Shiqun, Yin Jianping. Saturation effects on intensity fluctuations of a laser with multiplicative white noise. *Phys. Rev. (A)*, 1995, **51**(6) 5035 ~ 5038
- [3] Pesquera L, Blanco R, Rodriguez M A. Statistical properties of gas ring lasers with backscattering. *Phys. Rev. (A)*, 1989, **39**(11) 5777 ~ 5784
- [4] Gao Weijian, Zhu Shiqun. Modelling the effects of backscattering in a bidirectional ring laser with gain saturation. *Phys. Lett. (A)*, 1998, **241**(1/2) 67 ~ 76
- [5] Gray G R, Roy R. Bistability and mode hopping in a semiconductor laser. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(1) 632 ~ 638
- [6] Cheng F C. Phase jump and intensity instabilities in a homogeneously broadened bidirectional ring laser with backscattering. *Opt. Commun.*, 1991, **82**(1/2) 45 ~ 50
- [7] Littler I, Baue S, Bergmann K *et al.*. Detection of weak signals via the decay of an unstable state: Initiation of an injection-seeded laser. *Phys. Rev. (A)*, 1990, **41**(5): 4131 ~ 4134
- [8] Jung P, Vemuri G, Roy R. Transient dynamics of a laser with an injected signal. *Opt. Commun.*, 1990, **78**(1) 58 ~ 62
- [9] Cheng F C, Mandel L. Statistics of a dye ring laser with injected signal. *J. Opt. Soc. Am. (B)*, 1991, **8**(8): 1681 ~ 1685
- [10] Gradshteyn I S, Ryzhik I M ed. *Table of Integrals, Series and Products*. New York: Academic Press. 1980

Driving Effect of a Bidirectional Ring Laser with Injected Signal

Leng Feng Zhu Shiqun

(Department of Physics, College of Sciences, Suzhou University, Suzhou 215006)

(Received 24 November 1999; revised 29 March 2000)

Abstract: The influence of backscattering and injected signal on the statistical properties of ring lasers is discussed by a full saturation laser theory. The result shows that the backscattering can reduced the fluctuations of the system. For a homogeneously broadened bidirectional ring laser, the injected signal can drive the weak mode from incoherent light to coherent light. However there is no such driving effect in an inhomogeneously broadened ring laser system. Further study shows that the driving effect of the injected signal also depends on the difference of pump parameters $\Delta\alpha$ of the two modes.

Key words: bidirectional ring laser; injected signal; backscattering; driving effect; mode coupling constant