

基于腔光力学系统的全光三极管的压缩特性*

李森 李浩珍 许静平[†] 朱成杰 羊亚平

(同济大学物理科学与工程学院, 先进微结构材料教育部重点实验室, 上海 200092)

(2019年1月15日收到; 2019年6月17日收到修改稿)

全光二极管和全光三极管是实现全光逻辑器件的基础. 我们之前已经研究了基于腔量子电动力学的全光二极管的量子统计性质^[1], 讨论了在相干光和压缩光入射的情况下, 通过二极管后输出光的压缩性质. 这里将研究拓展到全光三极管, 以基于腔光机械系统的全光三极管作为研究对象. 这种全光三极管通过改变经典抽运光的强度可以对探测光的输出进行有效调控, 并可实现光放大. 本文具体讨论以压缩光以及相干光作为探测光, 通过全光三极管后其输出光的压缩特性. 研究表明, 当探测光为相干光时, 不论是否工作在光放大区域, 输出光依然为相干光, 没有被压缩. 而当输入探测光为压缩光时, 在全光三极管的光放大区域, 输出光依然是压缩光, 但压缩特性受到输入光压缩特性以及系统参数的调制. 当输入探测压缩光的压缩角为0时, 输出光的压缩参量 S_1 的最小值随输入探测光压缩系数 r 的增大而减小, 最小值接近压缩极限-0.25. 但当输入探测压缩光的压缩角改变时, 其对输出光的压缩参量 $S_{1,2}$ 影响很大, 压缩性会消失. 只有当压缩角 θ 为 π 的整数倍时, 输出光的压缩性最好. 这一结果在量子测量、弱信号检测等领域有着潜在的应用价值.

关键词: 全光三极管, 压缩光, 腔光力学系统

PACS: 42.79.Ta, 37.30.+i, 42.50.Pq, 42.50.Wk

DOI: 10.7498/aps.68.20190078

1 引言

晶体管也就是三极管的发明推动人类社会进入了信息时代, 几乎所有的电子设备都应用了晶体管及其相关技术. 但是由于电子在传输过程中产生热损耗, 且信号之间会相互干扰, 这些特征使得电子作为信号载体已不能满足现代信息社会的发展需求. 与电子相比, 光子在传输过程中不产生热损耗, 传输速度快, 光信号之间不会发生干扰. 此外, 电子要保持相干性需要工作在 1 K 以下^[2], 而光的相干态在器件工作的正常温度下仍然保持了良好的相干性. 这些优点使得光子比电子更适合作为信息载体, 因此人们提出了全光三极管的概念^[3-10], 全光三极管是一种这样的设备, 它借助光子间的非

线性相互作用, 用一束较弱的控制光束实现对另一束信号光的调控, 在一定的条件下, 实现信号光的减弱或放大.

要实现全光三极管, 必须借助非线性来增强光子间的相互作用, 而微腔是增强非线性相互作用的一个极好工具. 2011年, Li 和 Zhu^[6] 利用纳米光子晶体腔与量子点耦合系统提出了全光三极管的一个方案. 此外, 由于腔光机械系统^[11-24] 也能实现光子间较强的非线性相互作用, Teufel 等^[20] 在谐振腔中加入了铝膜, 得到的单光子耦合强度与先前获得的耦合强度相比提高了两个数量级以上, 从而使得整个系统进入了强耦合状态. Larson 和 Horsdal^[24] 研究了光腔中插入部分透明的机械膜组成的腔光机械系统, 分析了约瑟夫森效应, 结果显示, 由作用于膜上的光压引起的非线性相互作用会

* 国家自然科学基金 (批准号: 11874287, 11574229, 11774262)、国家重点基础研究发展计划 (批准号: 2016YFA0302800) 和上海市科学技术委员会 (批准号: 18JC1410900) 资助的课题.

[†] 通信作者. E-mail: xx_jj_pp@hotmail.com

导致丰富的动力学结果. 这些研究均表明了腔光机械系统能实现强耦合, 并增强光子间的非线性相互作用. Chen 等^[25] 基于玻色-爱因斯坦凝聚体与光腔耦合形成的腔光机械系统提出了一个切实可行的全光三极管的设计方案. 该方案通过将玻色-爱因斯坦凝聚原子系综束缚在光腔中, 用一束抽运光驱动该腔光机械系统, 抽运光的强度可以有效调节另一束探测光在系统中的传输, 并能得到探测光放大的效果. 然而以往关于全光三极管的工作主要集中在对输入输出光强度的研究上, 对输出光的量子统计性质, 尤其是压缩性质没怎么关注. 对此, 本文主要研究了以相干光或压缩光作为探测光, 通过全光三极管后, 在光放大工作区间, 输出光的压缩特性. 由于压缩光具有比量子噪声还小的起伏, 可以大大地提高光束的信噪比, 在微弱信号检测(如引力波的测量)、光通信以及原子、分子物理学等方面具有重要应用^[26], 因此我们的研究结果在量子测量等领域有着潜在的应用价值.

本文第 2 节介绍了全光三极管模型, 展示了三极管的输入输出特性以及输出光的压缩定义. 第 3 节讨论了以相干光为探测光入射时, 输出光的统计性质. 第 4 节讨论了以压缩光为探测光时, 在光放大工作区域, 输出光的压缩特性. 第 5 节对全文作了总结.

2 基于腔光力学系统的全光三极管原理

首先介绍一下文献^[25]中提到的全光三极管系统, 如图 1 所示, 玻色-爱因斯坦凝聚体(蓝色)约束在两个腔镜都固定的法布里-珀罗(F-P)腔中, 其中左腔镜是半透镜, 右腔镜是全反镜, 在外场的驱动下, 玻色-爱因斯坦凝聚体与腔场耦合. 一束光强较强, 频率为 ω_{pu} 的抽运光(pump laser)直接驱动腔场, 用来控制玻色-爱因斯坦凝聚体与

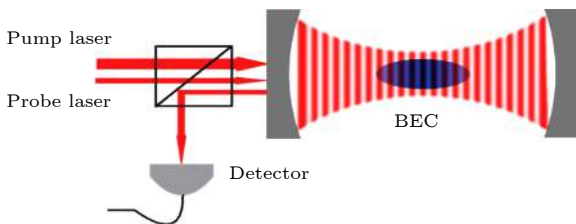


图 1 系统原理图^[25]

Fig. 1. Schematic diagram of the system^[25].

腔场的耦合; 另一束光强较弱, 频率为 ω_{pr} 的探测光(probe laser)也入射进系统, 在与系统作用后射出腔体, 并被探测器(detector)接收, 其输入输出关系将受到抽运光的调控. 在双模近似及波戈留波夫近似下, 系统的哈密顿量在作相对于抽运频率 ω_{pu} 的旋转波变换后可以表示为^[25]

$$H = \hbar\omega_m a^\dagger a + \hbar\Delta_c c^\dagger c + \hbar g (a^\dagger + a) c^\dagger c - i\hbar E_{\text{pu}} (c - c^\dagger) - i\hbar E_{\text{pr}} (c e^{i\delta t} - c^\dagger e^{-i\delta t}), \quad (1)$$

其中 $\omega_m = \frac{4\hbar k^2}{2m}$, $\omega'_c = \omega_c + \frac{1}{2}U_0 N$, $\Delta_c = \omega'_c - \omega_{\text{pu}}$, $g = \frac{U_0}{2} \sqrt{\frac{N}{2}}$, $\delta = \omega_{\text{pr}} - \omega_{\text{pu}}$, $U_0 = \frac{g_0^2}{\Delta_a}$, $|E_i| = \sqrt{2P_i \kappa / \hbar \omega_i}$, ($i = \text{pu}, \text{pr}$).

(1) 式中第一项代表玻色-爱因斯坦凝聚体的振动能量, 其中 a (a^\dagger) 是玻色-爱因斯坦凝聚体振子的湮灭(产生)算符, ω_m 代表玻色-爱因斯坦凝聚体的振动频率; 第二项是腔场的能量, Δ_c 是腔场与抽运光之间的失谐. ω_c 与 c (c^\dagger) 分别表示腔模频率及腔模光子的湮灭(产生)算符, ω_c 为有效腔模频率. ω_c 与 ω_c 的差别 $\frac{1}{2}U_0 N$ 是原子振动引起的相对于空腔的频率偏移量. 第三项是玻色-爱因斯坦凝聚体与腔场的耦合项, g 为耦合强度, N 是原子的总数. 最后两项分别表示抽运光(pu)和探测光(pr)与腔模的耦合, $|E_i|$ 表示这两束光的振幅, P_i ($i = \text{pu}, \text{pr}$) 表示对应的输入功率, κ 表示腔的漏损率, δ 是探测光对抽运光的失谐量.

定义玻色-爱因斯坦凝聚体的位移算符为 $X = (a + a^\dagger)/\sqrt{2}$. 根据海森伯方程和对易关系 $[a, a^\dagger] = 1$, $[c, c^\dagger] = 1$, 可以得到机械位移 X 和腔模湮灭算符 c 的联立方程:

$$\frac{dc}{dt} = -(i\Delta_c + \kappa)c - i\sqrt{2}gXc + E_{\text{pu}} + E_{\text{pr}}e^{-i\delta t}, \quad (2)$$

$$\frac{d^2 X}{dt^2} + \gamma_m \frac{dX}{dt} + \omega_m^2 X = -\sqrt{2}\omega_m g c^\dagger c, \quad (3)$$

γ_m 表示玻色-爱因斯坦凝聚体振子的阻尼系数. 为了得到输入输出关系, 将 X 和 c 看成标量, 则方程的解具有如下形式:

$$c = c_0 + c_+ e^{-i\delta t} + c_- e^{i\delta t}, \quad (4)$$

$$X = X_0 + X_+ e^{-i\delta t} + X_- e^{i\delta t}, \quad (5)$$

其中 c_0 和 X_0 为忽略探测场时的零阶定态解, 其频率与抽运场频率一致; c_+ (X_+) 表示对探测场的线

性响应项, 其对应的谐振频率与探测场一致; $c_-(X)$ 表示非线性响应部分, 其对应的谐振频率为 $2\omega_{\text{pu}} - \omega_{\text{pr}}$ (注意之前的哈密顿量已经对抽运场频率做了旋转). c_0 和 X_0 的值可以通过设定方程 (2) 中的 $E_{\text{pr}} = 0$, 同时联立方程 (2) 和方程 (3) 并令所有

$$c_- = \frac{iAB^*\omega_m E_{\text{pu}}^2 E_{\text{pr}}}{(i\Delta_c + \kappa - iA\omega_m\omega_0)^2 [(\kappa + i\delta)^2 + (\Delta_c - C^*)^2 - D^*]}, \quad (7)$$

$$\text{其中 } A = \frac{2g^2}{\omega_m^2}, \quad B = \frac{\omega_m^2}{\omega_m^2 - i\gamma_m\delta - \delta^2},$$

$$C = A\omega_m\omega_0(1+B), \quad D = A^2B^2\omega_m^2\omega_0^2, \quad \omega_0 = |c_0|^2.$$

有了 c 和 X 的解后, 利用输入输出关系^[18], 可以得到系统的输出和输入关系为

$$C_{\text{out}}(t) = C_{\text{in}}(t) - \sqrt{2\kappa}c(t), \quad (8)$$

C_{in} 和 C_{out} 分别是总输入光和通过全光三极管后的输出场的算符, 且 $C_{\text{in}} = (E_{\text{pu}} + E_{\text{pr}})/\sqrt{2\kappa}$, 得到输

$$C_{\text{out}-} = -\sqrt{2\kappa} \frac{iAB^*\omega_m E_{\text{pu}}^2 E_{\text{pr}}}{(i\Delta_c + \kappa - iA\omega_m\omega_0)^2 [(\kappa + i\delta)^2 + (\Delta_c - C^*)^2 - D^*]} = ME_{\text{pr}}, \quad (11)$$

$$K = \frac{1}{\sqrt{2\kappa}} \left[1 - \frac{2\kappa[(\kappa - i\delta) - i(\Delta_c - C)]}{(\kappa - i\delta)^2 + (\Delta_c - C)^2 - D} \right],$$

$$M = -\sqrt{2\kappa} \frac{iAB^*\omega_m E_{\text{pu}}^2}{(i\Delta_c + \kappa - iA\omega_m\omega_0)^2 [(\kappa + i\delta)^2 + (\Delta_c - C^*)^2 - D^*]}. \quad (12)$$

$C_{\text{out}+}$ 是输出场中的线性响应部分, 具有与探测场相同的谐振频率, $C_{\text{out}-}$ 是输出场中的非线性响应部分, 代表两个抽运场与一个探测场作用的三阶非线性过程.

本文通过计算来展示该系统的三极管效应, 即通过调节抽运光的强度来控制探测光的输出特性. 经过分析, 当抽运光与腔模“蓝失谐”且满足 $\Delta_c = -\omega_m$ 的条件下, 输出场将受到抽运场的有效调控. 采用波长为 780 nm 的抽运光, 其他的系统参数为^[27]: $N = 0.2 \times 10^5$, $g_0 = \pi \times 10.9$ MHz, $\kappa = 10\pi \times 1.3$ MHz, $\Delta_c = -\omega_m$, $\Delta_a = 2\pi \times 32$ GHz, $\gamma_m = 2\pi \times 0.4$ kHz, $\omega_m = 2\pi \times 15.2$ kHz. 在图 2 中, 画出了当抽运光功率 P_{pu} 分别为 0, 1.0, 2.0, 3.0, 4.0, 5.0×10^{-13} W 时, 输出场的线性响应部分相对于入射探测场的透射率 $T = |C_{\text{out}+}/E_{\text{pr}}|^2$ 随探测

时间导数为 0, 数值求解.

得到 c_0 和 X_0 后, 将 (4) 式和 (5) 式代入方程 (2) 和方程 (3), 合并同谐振项, 得到

$$c_+ = E_{\text{pr}} \left[\frac{(\kappa - i\delta) - i(\Delta_c - C)}{(\kappa - i\delta)^2 + (\Delta_c - C)^2 - D} \right], \quad (6)$$

出场为^[25]:

$$C_{\text{out}}(t) = \left(\frac{E_{\text{pu}}}{\sqrt{2\kappa}} - \sqrt{2\kappa}c_0 \right) e^{-i\omega_{\text{pu}}t} + C_{\text{out}+} e^{-i\omega_{\text{pr}}t} + C_{\text{out}-} e^{-i(2\omega_{\text{pu}} - \omega_{\text{pr}})t}, \quad (9)$$

其中

$$C_{\text{out}+} = \frac{E_{\text{pr}}}{\sqrt{2\kappa}} \left[1 - \frac{2\kappa[(\kappa - i\delta) - i(\Delta_c - C)]}{(\kappa - i\delta)^2 + (\Delta_c - C)^2 - D} \right] = KE_{\text{pr}}, \quad (10)$$

场频率的变化. 由图 2 可知 $P_{\text{pu}} = 0$ 时, 透射率为 1, 探测场没有被放大, $P_{\text{pu}} > 0$ 时, 透射率在探测场与腔模共振时 ($\Delta'_{\text{prc}} = \omega_{\text{pr}} - \omega'_c = 0$) 得到显著增强. 在所述的抽运功率下, 共振时的透射率都大于 1, 实现了光放大, 并随着抽运光功率的增大, 透射光功率也随之增大, 具有可控性. 因此该系统实现了三极管的放大功能. 光放大的物理原理主要是当抽运光与腔模“蓝失谐”且满足 $\Delta_c = -\omega_m$ 时, 通过光声耦合将抽运场的部分能量传递给腔模和振子, 当探测场与腔模共振时 $\Delta'_{\text{prc}} = \omega'_{\text{pr}} - \omega_c = 0$, 抽运场转移给腔模的能量就导致了探测场的光放大.

为了讨论输出光的压缩特性, 引入正交分量算符:

$$X_1 = \frac{1}{2}(C_{\text{out}} + C_{\text{out}}^+), \quad (13)$$

$$X_2 = \frac{1}{2i}(C_{\text{out}} - C_{\text{out}}^+). \quad (14)$$

它们满足对易关系 $[X_1, X_2] = i/2$.

对应的压缩参量 S_i 为

$$S_i = (\Delta X_i)^2 - 1/4, \quad i = 1, 2, \quad (15)$$

其中 $(\Delta X_i)^2$ 为方差, 定义为

$$(\Delta X_i)^2 = \langle X_i X_i \rangle - \langle X_i \rangle \langle X_i \rangle, \quad i = 1, 2. \quad (16)$$

由压缩光的定义可知如果 $S_i < 0$, 则输出场为压缩态, 其极限为 -0.25 ; 若 $S_i = 0$, 则输出场为最小不确定度态, 即相干态.

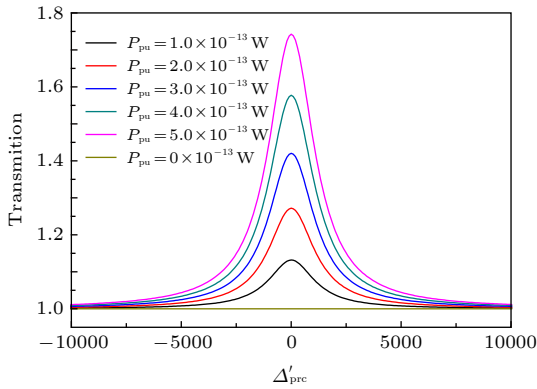


图 2 透射率 $T = |C_{\text{out}+}/E_{\text{pr}}|^2$ 在不同的抽运光功率下, 随探测光与腔模的频率失谐量 $\Delta'_{\text{prc}} = \omega_{\text{pr}} - \omega_{\text{c}'}$ 的变化, 抽运光的频率满足蓝失谐条件 $\Delta_{\text{c}} = -\omega_m$.

Fig. 2. The relationship between the transmissivity $T = |C_{\text{out}+}/E_{\text{pr}}|^2$ and the frequency detuning of the probe light and the cavity mode ($\Delta'_{\text{prc}} = \omega_{\text{pr}} - \omega_{\text{c}'}$) at different pump power. The frequency of the pump light satisfies the condition of blue detuning ($\Delta_{\text{c}} = -\omega_m$).

由 (13) 式—(16) 式可知, 压缩量 S_i 的计算最后都归结于输出场期望值 $\langle C_{\text{out}} \rangle$, $\langle C_{\text{out}} C_{\text{out}} \rangle$, $\langle C_{\text{out}}^+ C_{\text{out}} \rangle$ 的计算. 将输入算符表示为 $C_{\text{in}} = E_{\text{pr}}$, 将输出场的线性部分用 C_{out} , 而输出场的非线性部分用 $C_{\text{out}'}$ 表示. 根据 (10) 式—(12) 式, 输出场的线性部分与输入场有如下关联:

$$\langle C_{\text{out}} \rangle = K \langle C_{\text{in}} \rangle, \quad (17)$$

$$\langle C_{\text{out}} C_{\text{out}} \rangle = K^2 \langle C_{\text{in}} C_{\text{in}} \rangle, \quad (18)$$

$$\langle C_{\text{out}}^+ C_{\text{out}} \rangle = K K^* \langle C_{\text{in}}^+ C_{\text{in}} \rangle. \quad (19)$$

而输出场的非线性部分与输入场有如下关联:

$$\langle C_{\text{out}'} \rangle = M \langle C_{\text{in}} \rangle, \quad (20)$$

$$\langle C_{\text{out}'} C_{\text{out}'} \rangle = M^2 \langle C_{\text{in}} C_{\text{in}} \rangle, \quad (21)$$

$$\langle C_{\text{out}'}^+ C_{\text{out}'} \rangle = M M^* \langle C_{\text{in}}^+ C_{\text{in}} \rangle. \quad (22)$$

可见输出场的压缩性质与输入探测场的压缩性质以及系统参数 (K, M) 有密切关系. 接下来讨论在三极管光放大工作区域以相干光或压缩光入射时系统输出光的压缩特性.

3 相干光作为探测光时系统的输出光性质

光场相干态的概念由物理学家 Glauber 于 1963 年提出来, 相干态是光子湮灭符的本征态, 可以通过将真空态平移来产生, 其具有如下性质:

$$\langle C_{\text{in}} \rangle = \alpha, \quad \langle C_{\text{in}} C_{\text{in}} \rangle = \alpha^2, \quad \langle C_{\text{in}}^+ C_{\text{in}} \rangle = |\alpha|^2. \quad (23)$$

先考虑输出光中的线性部分, 将 (23) 式代入 (17) 式—(19) 式, 最后由 (15) 式得

$$S_1 = (\Delta X_1)^2 - \frac{1}{4} = 0, \quad S_2 = (\Delta X_2)^2 - \frac{1}{4} = 0. \quad (24)$$

同理计算输出光中的非线性部分的压缩参量可得

$$S_1 = S_2 = 0. \quad (25)$$

由此可见, 探测光为相干光输入时系统的输出光不论是线性部分还是非线性部分都不产生压缩, 依然是相干光. 以上的分析并没有代入具体的系统参数, 所有系统不论工作在三极管放大区域还是其他区域, 当探测光和抽运光都是相干光时, 输出光也是相干光.

4 压缩光入射时输出光的压缩性质

相干态是正交分量的最小不确定度态, $\Delta X_i = 1/2$ 称为量子涨落极限. 经研究发现, 存在一种满足 $\Delta X_i < \frac{1}{2}$ ($i = 1$ 或 2) 的态, 人们把这种态称作压缩态, 用 $|\xi\rangle = |r e^{i\theta}\rangle$ 来表示, ξ 称为压缩量, r 称为压缩幅, θ 称为压缩角. 当光场处于压缩态时, 其中一个正交分量的量子涨落小于量子涨落极限. 输入探测场为压缩态时, 具有如下性质:

$$\langle C_{\text{in}} \rangle = 0, \quad \langle C_{\text{in}} C_{\text{in}} \rangle = -\cosh(r e^{i\theta}) \sinh r,$$

$$\langle C_{\text{in}}^+ C_{\text{in}} \rangle = \sinh^2 r. \quad (26)$$

将 (26) 式代入 (17) 式—(19) 式, 得到输出场的线性部分具有的特性如下:

$$\begin{aligned} \langle C_{\text{out}} \rangle &= 0, \quad \langle C_{\text{out}} C_{\text{out}} \rangle = -K^2 \cosh(r e^{i\theta}) \sinh r \cdot 2\kappa, \\ \langle C_{\text{out}}^+ C_{\text{out}} \rangle &= K K^* \sinh^2 r \cdot 2\kappa, \end{aligned} \quad (27)$$

这里多出的 2κ 是因为输入输出关系引入了损耗.

将 (27) 式代入 (15) 式可得输出场的线性部分的压缩参数:

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{4} [2K K^* \sinh^2 r \cdot 2\kappa + 1 - (K^2 e^{i\theta} + K^{*2} e^{-i\theta}) \\ &\quad \times \cosh r \sinh r \cdot 2\kappa] - 1/4, \end{aligned} \quad (28)$$

$$\begin{aligned} S_2 &= \frac{1}{4} [2K K^* \sinh^2 r \cdot 2\kappa + 1 + (K^2 e^{i\theta} + K^{*2} e^{-i\theta}) \\ &\quad \times \cosh r \sinh r \cdot 2\kappa] - 1/4. \end{aligned} \quad (29)$$

同理考虑输出场的非线性部分, 得到其压缩参数为:

$$\begin{aligned} S_1 &= \frac{1}{4} [2M M^* \sinh^2 r \cdot 2\kappa + 1 - (M^2 e^{i\theta} + M^{*2} e^{-i\theta}) \\ &\quad \times \cosh r \sinh r \cdot 2\kappa] - 1/4, \end{aligned} \quad (30)$$

$$\begin{aligned} S_2 &= \frac{1}{4} [2M M^* \sinh^2 r \cdot 2\kappa + 1 + (M^2 e^{i\theta} + M^{*2} e^{-i\theta}) \\ &\quad \times \cosh r \sinh r \cdot 2\kappa] - 1/4. \end{aligned} \quad (31)$$

若 S_1 和 S_2 都为 0, 则输出场为最小不确定度态, 也就是相干态. 如果 S_1 和 S_2 其中一个小于 0, 则输出场为压缩态; 当 $S_1 < 0$ 时对应强度压缩, 而 $S_2 < 0$ 时则对应相位压缩. 要讨论输出光的压缩特性, 主要看 S_1 和 S_2 的值是否小于 0.

采用图 2 中的系统参数来讨论在输入探测光为压缩光时该耦合系统输出光的压缩特性. 在图 3 中, 计算了不同压缩光 (也就是压缩幅 r 设定为 1, 2 和 3, 同时压缩角 θ 分别取 $0, \pi/4, \pi/2$ 和 $3\pi/4$) 作为输入探测光时, 输出光中的线性部分的压缩参数 S_1 随探测光频率 (探测光与腔模的失谐) 的变化.

当 $\theta = 0$ 时, 见图 3(a), S_1 的值在所考虑的探测光频率范围内均小于 0, 即都具有压缩性. 对于 $r = 1$ 的输入压缩光 (黑色实线), 输出光的 $S_1 = -0.21$, 其值基本不随探测光的频率发生变化. 对于 $r = 2$ 的输入压缩光 (红色实线), 输出光的 S_1 在探测光与腔模共振时, 即 $\Delta'_{\text{prc}} = 0$, 达到最小值 -0.246 , 并随着失谐的增大而增大. 对于 $r = 3$ 的输入压缩光 (蓝色实线), 输出光的 S_1 的值随着探测光频率的变化幅度更大, 但在探测光与腔模共振, 即 $\Delta'_{\text{prc}} = 0$ 时, 也达到最小值, 且最小值为 -0.2498 , 接近压缩极限 -0.25 . 由此可见, 对于输入

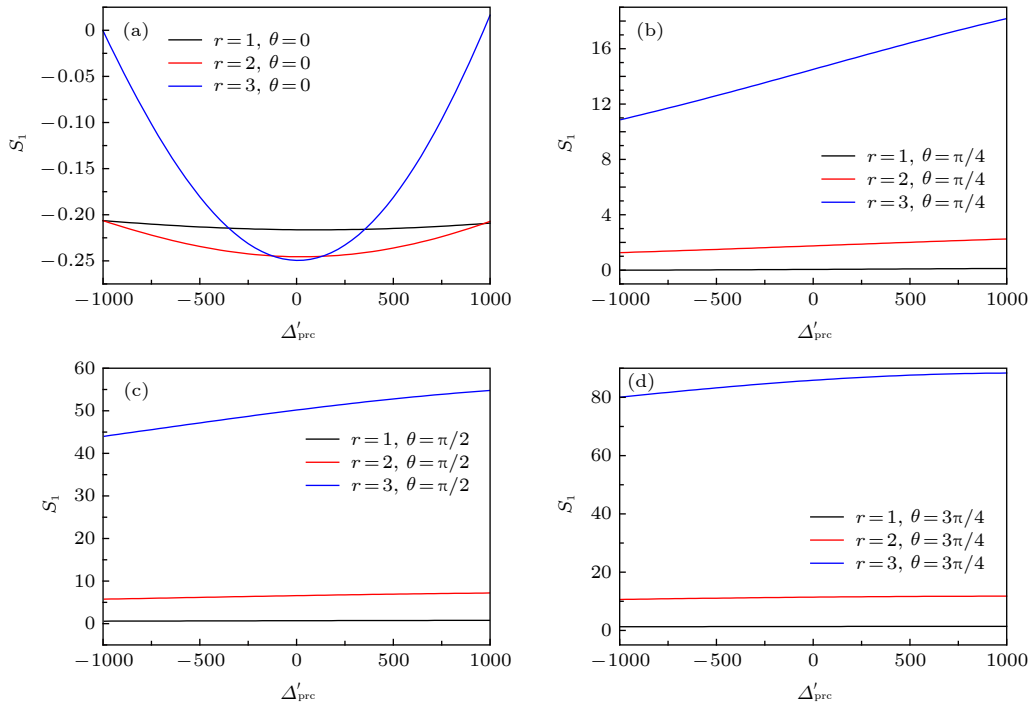


图 3 在输入的探测光为压缩光的情况下, 输出光的线性部分的压缩分量 S_1 随有效探测-腔失谐量 $\Delta'_{\text{prc}} = \omega_{\text{pr}} - \omega_{\text{c}'}$ 的变化, 探测压缩光的压缩角 θ 为 (a) 0, (b) $\pi/4$, (c) $\pi/2$ (d) $3\pi/4$

Fig. 3. When the input probe light is squeeze light, the squeeze component S_1 of the linear part of the output light varies with the effective detection-cavity detuning value ($\Delta'_{\text{prc}} = \omega_{\text{pr}} - \omega_{\text{c}'}$). The squeeze angle of the probe light is (a) 0, (b) $\pi/4$, (c) $\pi/2$ (d) $3\pi/4$.

压缩光, 当压缩角 $\theta = 0$ 且频率与腔模共振 $\Delta'_{\text{prc}} = 0$ 时, 输出光的 S_1 具有最小值, 且这最小值随着输入压缩光的压缩幅 r 的增大而减小, 并接近压缩极限.

当 $\theta > 0$ 时, 见图 3(b)—图 3(d), θ 分别为 $\pi/4$, $\pi/2$ 和 $3\pi/4$, 输出光的 S_1 都变得大于 0. 随着 θ 的增加, S_1 的值也在增加. 由于 S_1 都大于 0, 输出光的 X_1 不再具有压缩性.

图 3 中只讨论了输出光的 X_1 的压缩参量 S_1 . 对于输出光的 X_2 的压缩参量 S_2 , 计算的结果显示输出光的 S_2 与 S_1 的结果有一定的关联, 也就是 θ 分别取 $0, \pi/4, \pi/2$ 和 $3\pi/4$ 时的 S_1 与 θ 取 $\pi, 3\pi/4, \pi/2$ 和 $\pi/4$ 时的 S_2 结果相等. 换句话说, 输入压缩角为 θ 所得到的 S_1 与压缩角为 $(\pi - \theta)$ 得到的 S_2 相同. 所以只给出 S_1 的结果. 可见在考虑的 4 个压缩角情况下, 只有当压缩角为 π 的整数倍的输入压缩光产生的输出光会存在压缩.

接下来, 在考虑输入探测光与腔模共振, 即 $\Delta'_{\text{prc}} = 0$, 且入射压缩光的压缩角固定为 $\theta = 0$ 的情况下, 计算输出光中的线性部分的压缩量 S_1 随入射压缩光压缩幅 r 的变化, 结果如图 4 所示. 当输入光压缩系数 $r = 0$ 时也就是相关光入射, 输出光的压缩度也为 0, 也是相干光. 当输入光压缩系数增大时, 输出光的 S_1 小于 0, 且 S_1 的值随着 r 的增大单调减小, 输出光的压缩增加了. 继续增加输入光压缩幅, 输出光的 S_1 趋向于稳定值 -0.25 , 接近

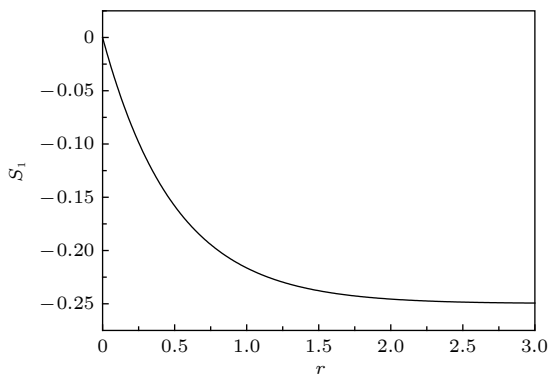


图 4 输出光的线性部分的压缩量 S_1 随入射探测光的压缩幅 r 的变化, 入射探测光的压缩角为 $\theta = 0$, 频率与腔模共振 $\Delta'_{\text{prc}} = 0$

Fig. 4. The variation of the squeeze parameter S_1 of the linear part of the output light with the squeeze amplitude r of the incident probe light, the squeeze angle of the incident probe light is $\theta = 0$, and the frequency is resonant with the cavity mode $\Delta'_{\text{prc}} = 0$.

压缩极限.

最后讨论输出光中的非线性部分. 固定入射探测压缩光的压缩角 $\theta = 0$, 图 5 计算了在不同压缩幅 r 的情况下, 输出光中的非线性部分的压缩量 S_1 随探测光频率的变化.

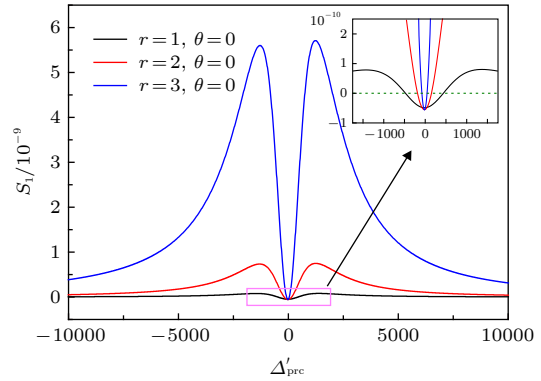


图 5 在不同入射压缩光压缩幅的情况下, 输出光中的非线性部分的压缩量 S_1 随入射探测压缩光频率的变化. $\Delta'_{\text{prc}} = \omega_{\text{pr}} - \omega_{\text{c}'}$ 为探测光与腔模的频率失谐

Fig. 5. The squeeze parameter S_1 of the non-linear part of the output light varies with the frequency of the incident probe squeeze light in the case of different squeeze amplitudes of the incident squeeze light, $\Delta'_{\text{prc}} = \omega_{\text{pr}} - \omega_{\text{c}'}$ is the frequency detuning between the probe light and the cavity mode.

由图 5 可知, 输出光的非线性部分的 S_1 分量, 在三极管正常工作的共振区域附近 ($\Delta'_{\text{prc}} = 0$) 压缩效果较好, S_1 值小于零且最小, 表示输出光是振幅压缩光. 在失谐较大的情况下, S_1 分量变得大于零, 压缩效果消失. r 的取值对 S_1 的极小值影响不大, r 取 1, 2 或 3 时, S_1 的极小值均为 -0.5×10^{-10} , 变化不大. 但输入光压缩幅 r 的取值对输出光 S_1 分量小于零的频带宽度有影响, 当 $r = 1$ 时, S_1 分量小于零的频带最宽, 随着 r 的增大, S_1 分量小于零的频带宽度会减小. 但是输出光的非线性部分的压缩效果没有输出光中的线性部分的压缩效果明显.

以上介绍了本文的主要工作, 接下来谈谈可能的实验实现. 对于基于腔光力学系统的全光三极管, 2007 年, Brennecke 等 [28] 将 BEC 原子系导入并约束在光腔之中, 在外场的驱动下实现了系统的强耦合; 而 2011 年, Masse 等 [29] 利用辐射压力驱动一个纳米机械谐振子, 在该实验中, 通过添加 20 个量子噪声来实现 25 dB 的信号放大, 输入到微波腔的信号诱导相干受激发射, 实现了光信号放

大. 因此这种全光三极管是完全可行的, 并符合本文采用的理论描述. 而对于输出光压缩性的测量, 可以采用平衡零拍探测. 其具体方法是通过对相位灵敏光学参量放大器注入的信号进行位相调制, 然后利用平衡零拍探测系统测量压缩光, 将相位灵敏光学参量分别运转在参量放大和参量缩小, 通过观察噪声谱中的调制信号就可确定测量的量子光场是正交振幅或位相分量^[30].

5 结 论

本文研究了基于腔光力学系统的全光三极管的量子统计性质, 具体分析了在经典光作为抽运光, 三极管正常工作的情况下, 探测光用相干光和压缩光输入, 在相干光输入时, 不论是考虑一阶非线性项还是考虑三阶非线性项, 输出光的压缩分量均为 $S_1 = 0$, $S_2 = 0$. 所以输出光是正交分量的最小不确定度态. 在压缩光输入时, 输入光的振幅压缩, 得到输出光的振幅被压缩. $\theta = 0$ 时, S_1 的最小值随 r 的增大而减小, 最小值接近压缩极限. 当 $\theta > 0$ 时, 输出光的 S_1 小于 0 的部分已经基本消失. 随着 θ 的增加, S_1 的值也在增加, 输出光的不确定度也在增加. 这一结果在量子测量、弱信号检测等领域有着潜在的应用价值.

参考文献

- [1] Li H Z, Xu J P, Wang D W, Xia X W, Yang Y P, Zhu S Y 2017 *Phys. Rev. A* **96** 013832
- [2] Koppens F H L, Buizert C, Tielrooij K J, Vink I T, Nowack K C, Meunier T, ouwenhoven L P K, Vandersypen L M K 2006 *Nature* **442** 766
- [3] Orrit M 2009 *Nature* **460** 42
- [4] Chang D E, Sørensen A S, Demler E A, Lukin M D 2007 *Nat. Phys.* **3** 807
- [5] Hwang J, Pototschnig M, Lettow R, Zumofen G, Renn A, Göttinger S, Sandoghdar V 2009 *Nature* **460** 76
- [6] Li J J, Zhu K D 2011 *Nanotechnology* **22** 055202
- [7] Tominaga J, Mihalcea C, Büchel D, Fukuda H, Nakano T, Atoda N 2001 *Appl. Phys. Lett.* **78** 2417
- [8] Hong F Y, Xiong S J 2008 *Phys. Rev. A* **78** 013812
- [9] Hong F Y, Xiong S J 2008 *Nanoscale. Res. Lett.* **3** 361
- [10] Dawes A M C 2009 *Phys. Status. Solidi R* **3** A17
- [11] Gröblacher S, Hammerer K, Vanner M R, Aspelmeyer M 2009 *Nature* **460** 724
- [12] Genes C, Vitali D, Tombesi P, Gigan S, Aspelmeyer M 2008 *Phys. Rev. A* **77** 033804
- [13] Wilson-Rae I, Nooshi N, Zwerger W, Kippenberg T J 2007 *Phys. Rev. Lett.* **99** 093901
- [14] Agarwal G S, Huang S 2010 *Phys. Rev. A* **81** 041803
- [15] Thompson J D, Zwickl B M, Jayich A M, Marquardt F, Girvin S M, Harris J G E 2008 *Nature* **452** 72
- [16] Sankey J C, Yang C, Zwickl B M, Jayich A M, Harris J G E 2010 *Nat. Phys.* **6** 707
- [17] Zhao Y, Wilson D J, Ni K K, Kimble H J 2012 *Opt. Express* **20** 3586
- [18] Biancofiore C, Karuza M, Galassi M, Natali R, Tombesi P, Giuseppe G D, Vitali D 2011 *Phys. Rev. A* **84** 033814
- [19] Weis S, Rivière R, Deléglise S, Gavartin E, Arcizet O, Schliesser A, Kippenberg T J 2010 *Science* **330** 1520
- [20] Teufel J D, Li D, Allman M S, Cicak K, Sirois A J, Whittaker J D, Simmonds R W 2011 *Nature* **471** 204
- [21] Safavi-Naeini A H, Alegre T P M, Chan J, Eichenfield M, Winger M, Lin Q, Hill J T, Chang D E, Painter O 2011 *Nature* **472** 69
- [22] Nunnenkamp A, Børkje K, Girvin S M 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 063602
- [23] Marquardt F, Girvin S M 2009 *Physics* **2** 40
- [24] Larson J, Horsdal M 2011 *Phys. Rev. A* **84** 021804
- [25] Chen B, Jiang C, Li J J, Zhu K D 2011 *Phys. Rev. A* **84** 055802
- [26] Peng K C 1991 *Physics* **20** 588 (in Chinese) [彭堃堃 1991 物理 **20** 588]
- [27] Brennecke F, Ritter S, Donner T, Esslinger T 2008 *Science* **322** 235
- [28] Brennecke F, Donner T, Ritter S, Bourde T, Köh M, Esslinger T 2007 *Nature* **450** 268
- [29] Masse F, Heikkilä T T, Pirkkalainen J M, Cho S U, Saloniemi H, Hakonen P J, Sillanpää M A 2011 *Nature* **480** 351
- [30] Zhang Y, Yu X D, Di K, Li W, Zhang J 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 084204 (in Chinese) [张岩, 于旭东, 邸克, 李卫, 张靖 2013 物理学报 **62** 084204]

Squeezed property of optical transistor based on cavity optomechanical system*

Li Sen Li Hao-Zhen Xu Jing-Ping[†] Zhu Cheng-Jie Yang Ya-Ping

(*Key Laboratory of Advanced Micro-Structured Materials of Ministry of Education, School of*

Physics Science and Engineering, Tongji University, Shanghai 200092, China)

(Received 15 January 2019; revised manuscript received 17 June 2019)

Abstract

All-optical diodes and all-optical transistors are the basis of all-optical logic devices. We study the quantum statistical properties of all-optical diodes based on cavity quantum electrodynamics (QED)^[1], and discuss the squeezed properties of the output light after passing through the diode when coherent light and squeezed light are incident. Here we extend our research to all-optical transistor, and take all-optical transistor based on cavity optomechanical system as the research object. By changing the intensity of classical pump light, the all-optical transistor can effectively control the output of the probe light and realize optical amplification. We discuss the squeezed properties of the output light of the all-optical transistor with squeezed light and coherent light as the probe light. Our results show that when the probe light is coherent, the output light remains coherent no matter whether it works in the amplified region, and is not squeezed. When the input probe light is amplitude squeezed light, the output light is still squeezed light in the light amplification region of all-optical transistor, but the squeezed properties are modulated by the input light squeezed properties and system parameters. When the squeezed angle of the input probe squeezed light is 0° , the minimum squeezed parameter S_1 of the output squeezed light decreases with the increase of the squeezed coefficient r of the input probe light, and the minimum value approaches to the squeezed limit of -0.25 . But the change of squeezed angle of the input probe squeezed light changes has a great influence on the squeezed parameter $S_{1,2}$ of the output light, and the squeezed properties will disappear. Only when the squeezed angle is an integer multiple of π , will the squeezed properties of the output light be best. This result has a potential application value in quantum measurement, weak signal detection, and other fields.

Keywords: all-optical transistor, squeeze light, cavity optomechanical system

PACS: 42.79.Ta, 37.30.+i, 42.50.Pq, 42.50.Wk

DOI: 10.7498/aps.68.20190078

* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11874287, 11574229, 11774262), the National Basic Research Program of China (Grant No. 2016YFA0302800), and the Shanghai Science and Technology Committee (STCSM), China (Grant No. 18JC1410900).

[†] Corresponding author. E-mail: xx_jj_pp@hotmail.com