

电光调制对外部光反馈垂直腔表面发射激光器输出 矢量混沌偏振的操控*

钟东洲^{1)†} 吴正茂²⁾

1) (五邑大学信息学院, 江门 529020)

2) (西南大学物理学院, 重庆 400715)

(2011年1月30日收到; 2011年5月13日收到修改稿)

基于周期性极化铌酸锂晶体的线性电光效应耦合波理论, 数值研究了电光调制对外部光反馈垂直腔表面发射激光器 (VCSEL) 输出矢量混沌偏振模的操控. 研究表明, VCSEL 输出的偏振度随着电光晶体的长度或施加于电光晶体的外电场强度成周期性转换, 控制一定的施加外电场强度和晶体的长度, 激光器的不同参数下引起初始混沌偏振态都可以转换为其他任意混沌偏振态. 特别是合理选择一定的施加外电场强度或晶体长度, VCSEL 输出的任意混沌偏振模可以转换为完全一致的两线性混沌偏振模 (\hat{x} 和 \hat{y} 偏振), 即两线性混沌偏振模的能量能够达到稳定和完全均衡.

关键词: 外部光反馈 VCSEL, 矢量混沌偏振, 线性电光效应, 极化铌酸锂晶体

PACS: 42.25.Ja, 42.50.Md, 42.60.Mi, 42.65.Sf

1 引言

基于外部光反馈半导体激光器的混沌保密通信系统结构简单, 能够产生高维和宽频带混沌载波, 保密性高, 所以它引起了人们广泛的研究^[1-4]. 目前, 基于光反馈半导体激光器的混沌保密通信进一步向高度集成化技术方向发展, 人们关注的焦点也转移到基于光反馈半导体激光器的光混沌保密波分复用通信系统的研究^[5,6]. 在波分复用通信系统中, 光源多采用微型半导体激光器, 以利于集成. 垂直腔表面发射激光器 (VCSEL), 作为微型半导体激光器之一, 比边缘发射半导体激光器 (EESL) 有更多优点, 比如低阈值电流、单纵模输出、大的调制带宽、圆形光束输出而容易与光纤耦合、容易集成形成激光阵列^[7,8]. 但是对于 EESL 而言, 由于它的激光腔结构的非对称性导致其增益介质是很强的各向异性, 所以它输出的线性偏振横电模 (TE) 被锁定在一个固定的轴上. 相比之下, VCSEL 的激

光腔结构为均称的圆形, 其匀称圆柱形的增益介质有很弱的各向异性, 这导致了横磁模 (TM) 的产生. 1995 年, Miguel 及其合作者提出了四能级量子阱的 VCSEL 的理论模型^[7], 简称为自旋反向模型 (SFM), 该模型准确描述了 VCSEL 输出的偏振特性. 该理论模型指出了 VCSEL 输出的偏振取决于如下两个方面^[7,8]: 首先, 偏振态取向性反映了不同光子跃迁的本质的动力学行为; 另一方面, 激光腔的晶体各向异性、结构的匀称性和波导效应导致了偏振方向沿着激光腔的有源区的横截面的任一方向 (垂直于激光发射方向), 或者优先取向于在正交基坐标系下 \hat{x} 和 \hat{y} 的任一方向 (取两个正交基矢 $e_x = \hat{x}$, $e_y = \hat{y}$), 若偏振方向优先取向于 \hat{x} 方向为 \hat{x} 偏振, 而偏振方向优先取向于 \hat{y} 方向为 \hat{y} 偏振, 另外偏振方向优先取向于 \hat{x} 和 \hat{y} 的合成方向为混合偏振 (同时包括 \hat{x} , \hat{y} 偏振, 即椭圆偏振或圆偏振). 而 VCSEL 输出动态行为对偏振非常敏感, 所以 VCSEL 又简称为矢量激光器.

* 五邑大学青年基金项目 (批准号: 3072208)、广东省高校优秀青年创新人才培养项目 (批准号: 30717003) 和国家自然科学基金项目 (批准号: 60978003) 资助的课题.

† E-mail: dream_yu2002@126.com

受到来自外部光反馈 VCSEL 有很丰富的非线性动力学行为, 很容易产生高维混沌, 且结构简单, 所以光反馈 VCSEL 成为光混沌保密波分复用通信系统中的理想混沌光源之一, 它的偏振转换特性和混沌动力学行为近年来在实验和理论上被大量研究 [7-15]. 这些研究结果表明, 当偏置电流接近阈值电流时, 光反馈 VCSEL 输出混沌偏振度对激光参数 (如偏置电流和光反馈注入量) 非常敏感, 即微小的偏置电流和光反馈注入量的扰动都会导致两混沌偏振的能量产生激烈竞争, 引起两混沌偏振之间不断的相互转换, 从而导致 VCSEL 输出混沌偏振的不稳定性. 在 VCSEL 光混沌保密通信波分复用系统中 [16-24], 为了使系统结构简单, 通常利用两混沌偏振为载波. 为了避免两个混沌偏振之间发生串扰稳中和确保加密信号的恢复质量, 这要求激光器的两偏振模之间有稳定的转换且每一个偏振模的能量达到完全均衡. 根据这些要求, 我们在先前的工作中提出了两种偏振控制方案. 一种是通过选择偏置电流注入量和光反馈量的比值来控制激光器的偏振态 [18], 研究发现, 当偏置电流远大于阈值电流且光反馈量和偏置电流注入量有很大的比值时, 两个偏振模之间的转换在小范围内波动, 其能量达到近似的均衡. 另一种是通过改变反馈光的偏振度来操控激光器输出偏振态 [10], 在这一方案中, 合理选择反馈光的偏振度可以使激光器输出为稳定线性偏振模 (x 或 y 偏振模), 但无法使两偏振模之间的能量达到稳定的均衡. 在本文中, 我们提出一种有效和稳定的偏振控制方案, 即利用电光调制来操控 VCSEL 的矢量混沌偏振. 在此方案中, 当直流外电场施加于电光晶体时, 通过电场强度或晶体长度来稳定两混沌偏振之间的能量交换, 从而使 VCSEL 输出实现能量完全均衡和稳定的两偏振模. 而电光调制是通过电光晶体的线性电光效应来实现. 传统的线性电光效应常采用折射率椭球理论, 然而, 对于激光混沌脉冲载波而言, 作为该理论应用的关键步骤之一, 其标准化变得非常困难以致难以实现. 2001 年, 取代折射率椭球理论的线性电光效应耦合波理论被提出 [25], 该理论认为线性电光效应是一种二阶非线性扰动, 能够解释激光脉冲在任意施加电场下沿着任意电光晶体传输时的线性电光效应的特性. 而铌酸锂晶体被认为是最好的电光材料之一, 它有很好的线性电光效应特性, 而传统的块状铌酸锂晶体在线性电光效应中只能

采用双折射相位匹配技术, 在工程上实现起来较为困难, 响应带宽较窄, 不能利用最大的晶体电光系数和透明波长范围. 相比之下, 准相位匹配的超晶格周期性极化铌酸锂晶体 (PPLN) 可以克服以上缺点 [26,27]. 基于这些考虑, 根据 PPLN 的线性电光效应耦合波理论 [28], 我们数值研究了电光调制对外部光反馈 VCSEL 输出的矢量混沌偏振的操控.

2 实验装置和理论模型

图 1 所示为 PPLN 的电光调制对外部光反馈 VCSEL 输出混沌偏振的控制实验装置示意图. 图中的光隔离器 IS_1 为了避免光从 PPLN 的左端面反馈回 VCSEL, IS_2 为了避免传输到偏振分束器的光反馈回 PPLN. 半波片 1 用来确保通过非偏振分束器 NPBS1 光为 \hat{x} 偏振光, 半波片 2 用来确保通过非偏振分束器 NPBS2 光为 \hat{y} 偏振光, 功率测量仪 1, 2 分别用来测量 \hat{x} 和 \hat{y} 偏振光的能量, 光谱分析仪 1, 2 分别用来测量 \hat{x} 和 \hat{y} 偏振光的功率频谱分布. 来自于外腔平面镜光反馈的 VCSEL 在偏置电流的作用下产生相互垂直且相互转换的 \hat{x} 和 \hat{y} 偏振光混沌, 由于这些混沌偏振光对偏置电流和外部光反馈量非常敏感, 在实际中很难控制, 为了确保光混沌保密通信系统中有稳定的混沌载波, 我们利用 PPLN 的线性电光效应对这些不稳定的偏振混沌进行进一步控制, 即从 VCSEL 输出的两偏振光混沌分别沿 PPLN 的 x 和 y 轴 (光轴) 传输, 在施加外电场的作用下, \hat{x} 和 \hat{y} 偏振光的能量重新分配, 即产生新的偏振, 以达到两偏振混沌载波稳定和这两者之间的能量交换. PPLN 输出新的偏振通过偏振分束器后分解成新的 \hat{x} 和 \hat{y} 混沌偏振光载波.

假设图中 VCSEL 输出的偏振光只在外腔中循环一次 (弱反馈), 根据 Lang-Kobayashi 近似, 在偏置电流作用下, 各向同性光反馈注入 VCSEL 的速率方程为修正的 SFM 模型 [7,8], 即在左右旋基坐标系下, 其速率方程组为

$$\begin{aligned} \frac{dA_{\pm}(t)}{dt} = & \Gamma g(1 + ia)[N_{\pm}(t) - N_0]A_{\pm}(t) \\ & - kA_{\pm}(t) - ikaA_{\pm}(t) \\ & - (\gamma_a + i\gamma_b)A_{\mp}(t) \\ & + k_f A_{\pm}(t - \tau) \exp(-i\omega_0\tau), \quad (1) \end{aligned}$$

$$\frac{dN_{\pm}(t)}{dt} = \frac{I}{2eV} - \gamma_e N_{\pm}(t)$$

$$-2g[N_{\pm}(t) - N_0]$$

$$\times |A_{\pm}(t)|^2 - \gamma_J [N_{\pm}(t) - N_{\mp}(t)], \quad (2)$$

式中, 下标 + 和 - 分别表示左、右旋; $A_{\pm}(t)$ 为左、右旋偏振慢变振幅; $N_{\pm}(t)$ 分别表示上旋、下旋载流子密度; $k = 1/(2\tau_p)$, τ_p 为光子寿命, g 为微分材料增益; N_0 为每个自旋方向的透明载流子密

度; a 是线宽增强因子; Γ 为有源层的限制因子; γ_a , γ_b 分别为各向异性光场振幅损耗速率和有源介质线性双折射效应; I 为注入电流; e 为单位电荷; V 为激光有源层体积; γ_e 为非辐射载流子弛豫振荡速率; γ_J 自旋反转速率; V 为激光器有源区体积; k_f 分别为反馈系数; ω_0 为 VCSEL 的中心频率; τ 为外部光反馈延迟时间。

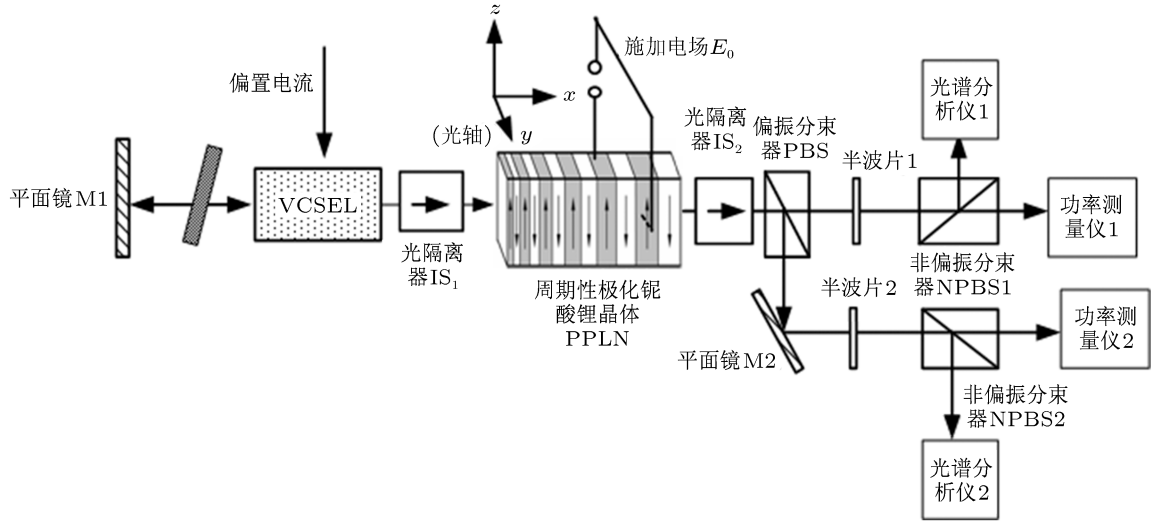


图 1 PPLN 的电光调制对外部光反馈 VCSEL 输出混沌偏振的控制实验装置示意图

引入归一化变量

$$E_{\pm}(t) = \sqrt{\frac{g}{\gamma_e}} A_{\pm}(t), \quad (3)$$

$$N(t) = \Gamma \frac{g}{k} \left(\frac{N_+(t) + N_-(t)}{2} - N_0 \right), \quad (4)$$

$$n(t) = \Gamma \frac{g}{k} \frac{N_+(t) - N_-(t)}{2}, \quad (5)$$

基于正交基矢坐标体系, 将左、右旋圆偏振态转化为相互正交化线性偏振模, 即 x 和 y 偏振模

$$E_x(t) = \frac{E_+(t) + E_-(t)}{\sqrt{2}},$$

$$E_y = -i \frac{E_+(t) - E_-(t)}{\sqrt{2}}, \quad (6)$$

把方程 (3) 到 (6) 代入 (1) 和 (2) 式得到

$$d \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} / dt = \begin{pmatrix} k \left[(1 + ia)(N(t) - 1) \right. \\ \left. - (\gamma_a + i\gamma_p) \right] \\ k \left[(1 + ia)(N(t) - 1) \right. \\ \left. + (\gamma_a + i\gamma_p) \right] \end{pmatrix}$$

$$\times \begin{pmatrix} E_x(t) \\ E_y(t) \end{pmatrix} + k_f J \begin{pmatrix} E_x(t - \tau) \\ E_y(t - \tau) \end{pmatrix}$$

$$\times \exp(-i\omega_0\tau)$$

$$+ \begin{pmatrix} \left[\beta_{sp} \frac{N(t) + n(t)}{2} \right]^{1/2} \\ -i \left[\beta_{sp} \frac{N(t) + n(t)}{2} \right]^{1/2} \end{pmatrix} \xi_1$$

$$+ \begin{pmatrix} \left[\beta_{sp} \frac{N(t) - n(t)}{2} \right]^{1/2} \\ i \left[\beta_{sp} \frac{N(t) - n(t)}{2} \right]^{1/2} \end{pmatrix} \xi_2, \quad (7)$$

$$\frac{dN(t)}{dt} = -\gamma_e \left[N(t) - \mu + N(t) (|E_x(t)|^2 + |E_y(t)|^2) + in(t) \right]$$

$$\times (E_y E_x^* - E_x E_y^*), \quad (8)$$

$$\frac{dn(t)}{dt} = -\gamma_s n(t) - \gamma_e \left[n(t) (|E_x|^2 + |E_y|^2) + iN(t) (E_y E_x^* - E_x E_y^*) \right], \quad (9)$$

式中下标 x 和 y 指的是 x 和 y 偏振模, $\gamma_s = \gamma_e + 2\gamma_J$; $\mu = (\Gamma g/k) \times [I/(2eV\gamma_e) - N_0]$; μ 为

归一化的偏置电流, 当激光器运行在阈值电流时, 其值为 1; β_{sp} 为自发辐射速率; $\xi_{1,2}$ 均为白噪声, 其平均值为 0, 方差为 1, 但是它对偏振转换的影响很小 [12]. 为便于讨论, 因此在下面的数值模拟中将忽略.

让 VCSEL 输出的 \hat{x} 和 \hat{y} 偏振模的偏振方向分别沿 PPLN 晶体的 x 和 y 轴 (光轴), 即作为晶体中的 o 光和 e 光的初始输入. 激光器输出偏振模的光强 I 与其振幅 E 的关系可以表示为

$$I_{x,y} = \frac{\hbar\omega_0 V |E_{x,y}(t)|^2}{2T_L S}, \quad (10)$$

式中, \hbar 为 Planck 常数; $T_L = 2n_g c/L_V$ 为光在激光腔内来回一周的时间, L_V 为激光腔的长度; S 为激光器输出的两偏振光的光斑有效面积. 而 o 光和 e 光在晶体中的光强可以表示为

$$I_{x,y}(t, x) = \frac{nc\varepsilon_0}{2} |u_{x,y}(t, x)|^2, \quad (11)$$

式中 $u_{x,y}(t, r)$ 分别表示晶体中的 o 光和 e 光的振幅, 由方程 (10) 和 (11), 我们获得 o 光和 e 光的初始振幅如下:

$$u_{x,y}(t, 0) = \sqrt{\frac{2\hbar\omega_0 V}{ST_L c\varepsilon_0 n_1}} E_{x,y}(t). \quad (12)$$

两偏振光在晶体中传输时, 总的光场可表示为

$$\begin{aligned} \mathbf{u}(t, x) = & \mathbf{u}_x(t, x) \exp(i\beta_x x - i\omega_0 t) \\ & + \mathbf{u}_y(t, x) \exp(i\beta_y y - i\omega_0 t) \\ & + c.c., \end{aligned} \quad (13)$$

式中 $\beta_x = 2\pi cn_1/\omega_0$ 和 $\beta_y = 2\pi cn_2/\omega_0$ 是两混沌偏振光载波在中心频率处的波矢, n_1 和 n_2 分别为 \hat{x} 偏振模 (e 光) 和 \hat{y} 偏振模 (o 光) 在晶体传输时的折射率; $c.c.$ 为相位共轭项. 令 $\mathbf{u}_x(t, x) = \mathbf{a}\mathbf{u}_x(t, x)$, $\mathbf{u}_y(t, x) = \mathbf{b}\mathbf{u}_y(t, x)$, \mathbf{a} 和 \mathbf{b} 分别为 \hat{x} 和 \hat{y} 偏振模的单位矢量. 此外, 令施加于晶体的外电场 $\mathbf{E}_0 = \mathbf{c}\mathbf{E}_0$, \mathbf{c} 为施加外电场的单位向量. 由于相位失配仅仅线性电光效应被考虑, 而其他二阶非线性非常微弱以致被忽略, 类似文献 [25,28], 在平面波近似下, 我们从 Maxwell 方程组可以得到两偏振模在 PPLN 晶体传输时的线性电光效应耦合波方程如下:

$$\begin{aligned} \frac{du_x(t, x)}{dx} = & -id_1(x)u_y(t, x) \exp(i\Delta kx) \\ & -id_2(x)u_x(t, x), \quad (14) \\ \frac{du_y(t, x)}{dx} = & -id_3(x)u_y(t, x) \exp(i\Delta kx) \end{aligned}$$

$$-id_4(x)u_x(t, x), \quad (15)$$

其中

$$\begin{aligned} d_1(x) = & \frac{k_0}{2n_1} r_{\text{eff}1} \mathbf{E}_0 f(x), \\ d_2(x) = & \frac{k_0}{2n_1} r_{\text{eff}3} \mathbf{E}_0 f(x), \end{aligned} \quad (16a)$$

$$\begin{aligned} d_3 = & \frac{k_0}{2n_2} r_{\text{eff}1} \mathbf{E}_0 f(x), \\ d_4 = & \frac{k_0}{2n_2} r_{\text{eff}3} \mathbf{E}_0 G_0, \end{aligned} \quad (16b)$$

并且中心频率处的相位失配 $\Delta k = \beta_x - \beta_y$; $r_{\text{eff}j}$ ($j = 1, 2, 3$) 为有效电光系数 [29]. 由于 PPLN 为一维周期性光学超晶格, 结构函数 $f(x)$ 可以展开为 Fourier 级数 $f(x) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} f_m \exp(i\mathbf{K}_m x)$, 其中 $\mathbf{K}_m = 2\pi m/\Lambda$ 是晶体的 m 阶倒格矢, f_m 为相应的 Fourier 系数, Λ 为光学超晶格的极化周期. 当 $m = 0$, $f_m = 2D - 1$; 当 $m \neq 0$ 时, $f_m = [1 - \cos(2\pi mD) + i \sin(2\pi mD)]/(i\pi m)$. 现在我们考虑晶体的一阶倒格矢 ($m = 1$) \mathbf{K}_1 与两偏振模的相位失配 Δk 接近, 同时忽略那些由于相位失配对电光效应贡献不大的项, 这样我们可以得到方程 (14) 和 (15) 的解析解如下:

$$\begin{aligned} u_x(t, L) = & \rho_x(t, L) \exp(i\beta_0 L) \\ & \times \exp[i\phi_x(t, L)], \end{aligned} \quad (17a)$$

$$\begin{aligned} u_y(t, L) = & \rho_y(t, L) \exp[i(\beta_0 - \Delta k)L] \\ & \times \exp[i\phi_y(t, L)], \end{aligned} \quad (17b)$$

其中

$$\begin{aligned} \rho_x(t, L) = & \left\{ u_x^2(t, 0) \cos^2(\mu L) \right. \\ & + \left[\frac{\gamma u_x(t, 0) - d_1 u_y(t, 0)}{\mu} \right]^2 \\ & \left. \times \sin^2(\mu L) \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (18a)$$

$$\begin{aligned} \phi_x(t, L) = & \tan^{-1} \left[\frac{\gamma u_x(t, 0) - d_1 u_y(t, 0)}{\mu u_x(t, 0)} \right. \\ & \left. \times \tan(\mu L) \right], \end{aligned} \quad (18b)$$

$$\begin{aligned} \rho_y(t, L) = & \left\{ u_y^2(t, 0) \cos^2(\mu L) \right. \\ & + \left[\frac{\gamma u_y(t, 0) + d_3 u_x(t, 0)}{\mu} \right]^2 \\ & \left. \times \sin^2(\mu L) \right\}^{1/2}, \end{aligned} \quad (18c)$$

$$\phi_y(t, L) = \tan^{-1} \left[\frac{-\gamma u_y(t, 0) - d_3 u_y(t, 0)}{\mu u_y(t, 0)} \right. \\ \left. \times \tan(\mu L) \right], \quad (18d)$$

并且有

$$\beta_0 = \frac{\Delta k' - d_2 - d_4}{2}, \quad (19a)$$

$$\mu = \frac{\sqrt{(\Delta k' + d_2 - d_4)^2 + 4d_1 d_3}}{2}, \quad (19b)$$

$$\gamma = \frac{d_4 - d_2 - \Delta k'}{2}, \quad (19c)$$

$$d_1 = \frac{\mathbf{k}_0}{2n_1} r_{\text{eff}_1} \mathbf{E}_0 f_1, \quad d_3 = \frac{\mathbf{k}_0}{2n_2} r_{\text{eff}_1} \mathbf{E}_0 f_{-1}, \quad (19d)$$

$$d_2 = \frac{\mathbf{k}_0}{2n_1} r_{\text{eff}_3} \mathbf{E}_0 f_0, \quad d_4 = \frac{\mathbf{k}_0}{2n_2} r_{\text{eff}_3} \mathbf{E}_0 f_0, \quad (19e)$$

式中有有效电光系数 $r_{\text{eff}_i} = \sum_{j,k,l} (\varepsilon_{jj}\varepsilon_k)(a_j r_{jkl} b_{kl})$, $r_{\text{eff}_2} = \sum_{j,k,l} (\varepsilon_{jj}\varepsilon_k)(a_j r_{jkl} a_{kl})$ 和 $r_{\text{eff}_3} = \sum_{j,k,l} (\varepsilon_{jj}\varepsilon_k)(b_j r_{jkl} b_{kl})$ ($j, k, l = 1, 2, 3$, 以下相同)^[25], 这里 $\varepsilon_{jj} = n_{jj}^2$ 和 $\varepsilon_{kk} = n_{kk}^2$ 为晶体的对角化电介质张量元; 零阶 Fourier 系数 $G_0 = 2D - 1$; 正、负一阶 Fourier 系数 $G_{\pm 1} = [1 - \cos(\pm 2\pi D) + i \sin(\pm 2\pi D)] / (\pm i\pi)$; \mathbf{E}_0 为施加于晶体的外电场; $\Delta k = \beta_x - \beta_y + K_1 \approx 0$, $D = l^+ / (l^+ + l^-)$, 其中 l^+ 和 l^- 分别为 PPLN 晶体中的正畴和负畴长度; $\mathbf{k}_0 = 2\pi C / \omega_0$ 为激光脉冲在真空中传输时的

波矢, C 为光在真空中的传播速度; L 为 PPLN 晶体长度; r_{jkl} 为 PPLN 晶体的电光张量元^[29]; 由于 PPLN 为单轴晶体, 它有 $\mathbf{a} = (\sin \varphi, -\cos \varphi, 0)$, $\mathbf{b} = (-\cos \theta \cos \varphi, -\cos \theta \sin \varphi, \sin \theta)$, θ 为极化角, φ 为方位角. 此外, 当施加外电场沿晶体的 y 轴方向时, 其单位矢量 $\mathbf{c} = (0, 1, 0)$.

3 结果与讨论

为了准确描述光在 PPLN 晶体传输时的偏振度变化, 偏振度定义如下:

$$FP = \frac{\langle I_x(t, L) \rangle - \langle I_y(t, L) \rangle}{\langle I_x(t, L) \rangle + \langle I_y(t, L) \rangle}, \quad (20)$$

式中 $\langle \rangle$ 表示取平均值, FP 介于 -1 和 1 之间, $FP = -1$ 意味着激光器输出为 \hat{y} 偏振; $FP = 1$ 为 \hat{x} 偏振; $FP = 0$ 为圆偏振; $-1 < FP < 0$ 为右旋椭圆偏振, 而 $0 < FP < 1$ 为左旋椭圆偏振. 当 PPLN 晶体长度 $L = 0$ 时, FP 为晶体的初始输入偏振度, 即激光器输出偏振度. 我们首先利用四阶 Runge-Kutta 方法对激光器的速率方程组 (7)—(9) 进行数值解, 在数值计算中所用到参数值如表 1 所示, 其中 n_1 和 n_2 来源于铌酸锂晶体的 Shellmeier 折射率公式^[29], μ , k_f , \mathbf{E}_0 和 L 为自由讨论参数.

表 1 系统参数

参数	值	参数	值
线宽增强因子 a	3	激光器有源层的体积 V	$384.85 \mu\text{m}^3$
载流子寿命 τ_p	1.7 ps	中心波长 λ_0	850 nm
γ_s	50 GHz	晶体的极化角 θ	$\pi/2$
非辐射载流子驰豫振荡速率 γ_s	1 GHz	晶体的方位角 φ	0
各向异性光场振幅损耗速率 γ_a	-0.1 GHz	晶体的温度 F	293 K
有源介质线性双折射效应 γ_b	6 GHz	晶体极化周期 Λ	$5.8 \times 10^5 \text{m}^{-1}$
有源层的限制因子 Γ	0.5	晶体的正畴长度 l^+	5.41 μm
外部光反馈延迟时间 τ	2 ns	晶体的正畴长度 l^-	5.41 μm
激光器输出光斑有效面积 S	38.485 μm^2	占空比 D	0.5
激光腔长 L_V	10 μm	o 光折射率 n_1	2.24
激光器有源层有效折射率 n_g	3.6	e 光折射率 n_2	2.17

图 2 分别给出了当 $L = 0$ 或 $\mathbf{E}_0 = 0$ 时, 偏振度 FP 随着偏置电流 μ 和反馈系数 k_f 的关系曲线图. 其中轨迹 (a) 表示当 $k_f = 2 \text{GHz}$ 时 FP 与 μ 的关系曲线. 轨迹 (b) 显示了当 $\mu = 1.1$ 时, FP 随着 k_f 增大时的变化轨迹. 从图 2(a) 可以看出, 当 μ 从 1 增大到 1.2 时 FP 由 0.8 振荡衰减为 -1 , 当 μ

进一步从 1.2 增大到 1.5 时, FP 介于 -1 和 0.5 之间做无规则的波动. 从图 2(b) 进一步看出, 随着 k_f 由 1 GHz 增大到 1.3 GHz 时, FP 由 0.9 减小到 -0.9 , 然而当 k_f 由 1.3 GHz 进一步增至 2.2 GHz 时, FP 在介于 -0.9 和 0.9 之间做无规则振荡. 从图 2 的分析结果表明, VCSEL 输出偏振度非常不

稳定且对 μ 和 k_f 的变化非常敏感, μ 和 k_f 的微小变化都能引起激光器输出两线性偏振模之间不断地相互转换. 下面我们进一步阐述通过 PPLN 晶体的电光调制对两偏振模之间相互转换的控制.

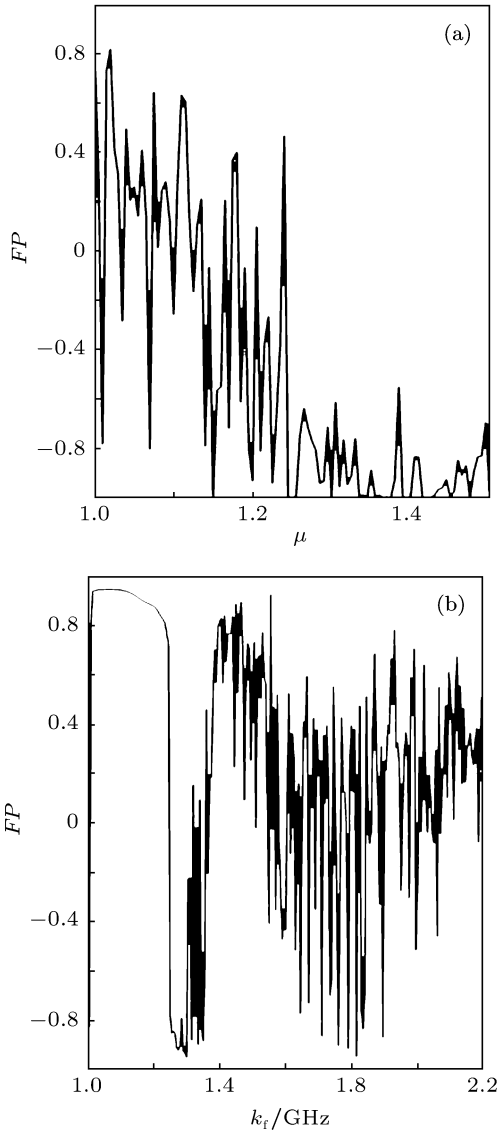


图2 当 $L = 0$ 或 $E_0 = 0$ 时, 偏振度 FP 与偏置电流 μ 和反馈系数 k_f 的关系曲线图 (a) $k_f = 2$ GHz, $FP \propto \mu$; (b) $\mu = 1.1$, $FP \propto k_f$

图3给出了当 $E_0 = 500$ V/mm 和 $k_f = 2$ GHz 时, 在不同 μ 的条件下, FP 与 PPLN 晶体的长度的关系曲线. 从图中可以看出, 在 $L = 0$ mm 处和不同的偏置电流情况下, 即晶体的初始输入偏振为左旋椭圆偏振、右旋椭圆偏振、圆偏振、 \hat{y} 偏振, 这些偏振随着 PPLN 晶体 L 成周期性转换. 例如, 在一个周期内, 通过改变晶体长度, 初始的左旋偏振可以依次转换为圆偏振、右旋偏振, 最后回到原来的左旋偏振; 初始圆偏振光不受晶体长度的影

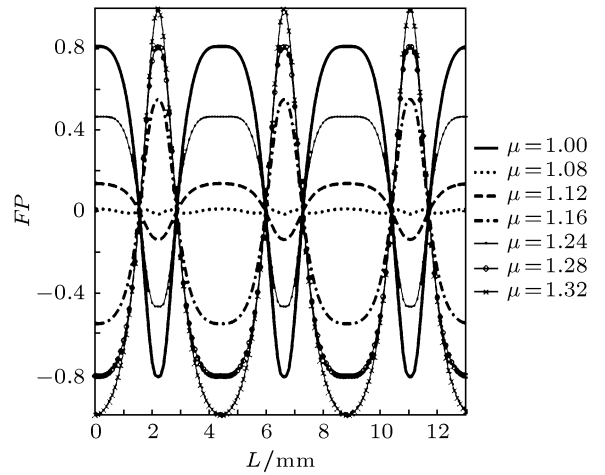


图3 当 $E_0 = 500$ V/mm, $k_f = 2$ GHz 时, 在不同的 μ 情况下, FP 与 PPLN 晶体长度的关系曲线图

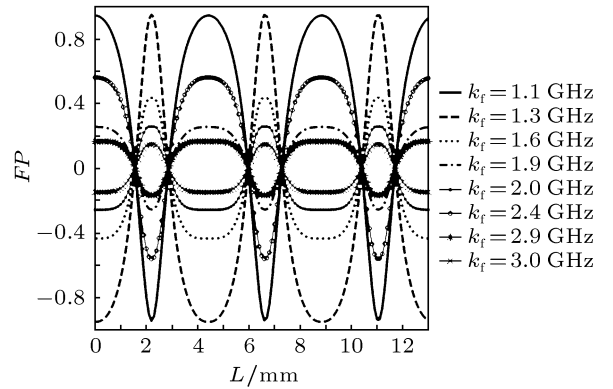


图4 当 $E_0 = 500$ V/mm, $\mu = 1.1$ 时, 不同反馈参量下, FP 与 PPLN 晶体长度的关系曲线图

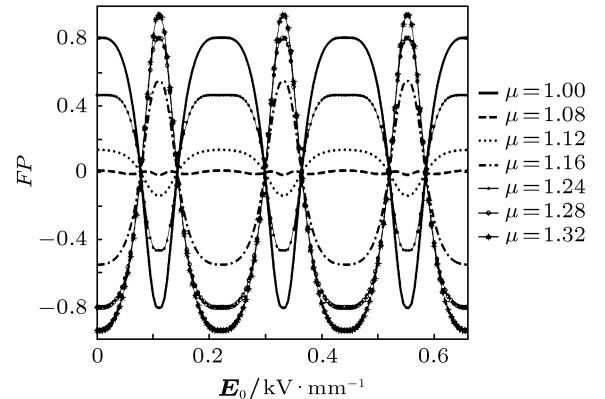


图5 当 $L = 10$ mm, $k_f = 2$ GHz 时, 在不同的偏置电流情况下, FP 与 E_0 关系曲线图

响而基本保持不变. 图4进一步给出了针对不同的反馈系数, FP 与 L 的关系曲线. 从图4中可以观察到, 在施加外电场作用下, 不同反馈系数引起的不同的偏振态与 L 也成周期性变化, PPLN 晶体长度导致的初始偏振态的改变程度与图3相似.

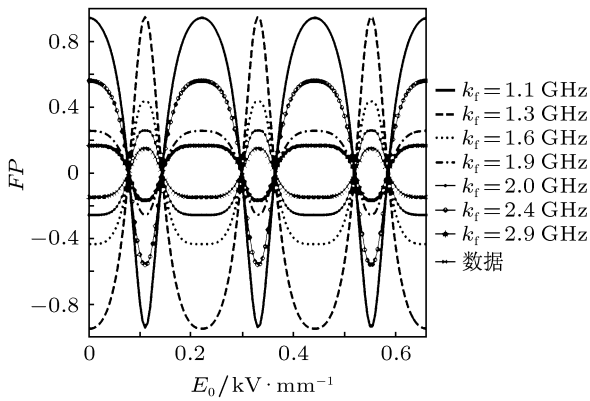


图6 当 $L = 10 \text{ mm}$, $\mu = 1.1$, 不同的反馈系数情况下, FP 与 E_0 的关系曲线图

从图3和图4可以观察到, 一定的晶体长度可以让不同的初始偏振都可以转换为圆偏振光, 以致两偏振光混沌载波能量达到均衡. 图5和图6分别给出了当 $L = 10 \text{ mm}$ 时, 针对不同的偏置电流和反馈系数, FP 与 E_0 的关系曲线. 从这些图中可以看出, 在 $E_0 = 0 \text{ kV/mm}$ 处, 不同的偏置电流或不同的反馈注入引起不同的偏振, 在而这些偏振随着施加外电场的增强而发生周期性转换, 其转换情形与晶体长度引起偏振转换情形相似.

在图7中, 我们给出了当 $L = 10 \text{ mm}$, $k_f = 2 \text{ GHz}$ 时, 针对不同的 μ 和 E_0 , 两偏振模的混沌轨迹随时间的演变 (图左) 和相应的频谱分布曲线 (图右), 图中频谱强度 $S_{x,y}(\omega, L) = \epsilon_0 cn |u_{x,y}(\omega, L)|^2 / 4\pi$. 从图中可以看出, 当 $E_0 = 0$, 当 $\mu = 1.16$ 时, \hat{x} 偏振模和 \hat{y} 偏振模之间不断地转换, 但 \hat{y} 偏振模占主导, 晶体输出为右旋椭圆偏振. 对于 $\mu = 1.24$, \hat{x} 偏振模占主导, 输出为左旋椭圆偏振, 而 μ 达到 1.32 时, \hat{y} 偏振模完全占主导, 输出为 \hat{y} 偏振模. 而 E_0 达到 77.8 V/mm 时, 以上三个偏置电流引起的两偏振强度随时间变化的混沌轨迹完全重合, 相应的频谱分布曲线也完全重合. 这意味着不同偏振在 $E_0 = 77.8 \text{ V/mm}$ 处都转换为完全一致的 \hat{x} 和 \hat{y} 线性偏振模 (即圆偏振). 图8进一步给出了当 $L = 10 \text{ mm}$, $\mu = 1.1$, 在不同 k_f 和 E_0 条件下, 两偏振混沌轨迹的时间演变 (图左) 和相应的频谱分布曲线 (图右). 与图7类似, 当 $E_0 = 0$ 时, 三个不同 k_f 引起不同的偏振, 而 E_0 达到 77.8 V/mm 时, 这三个不同偏振都转换成圆偏振.

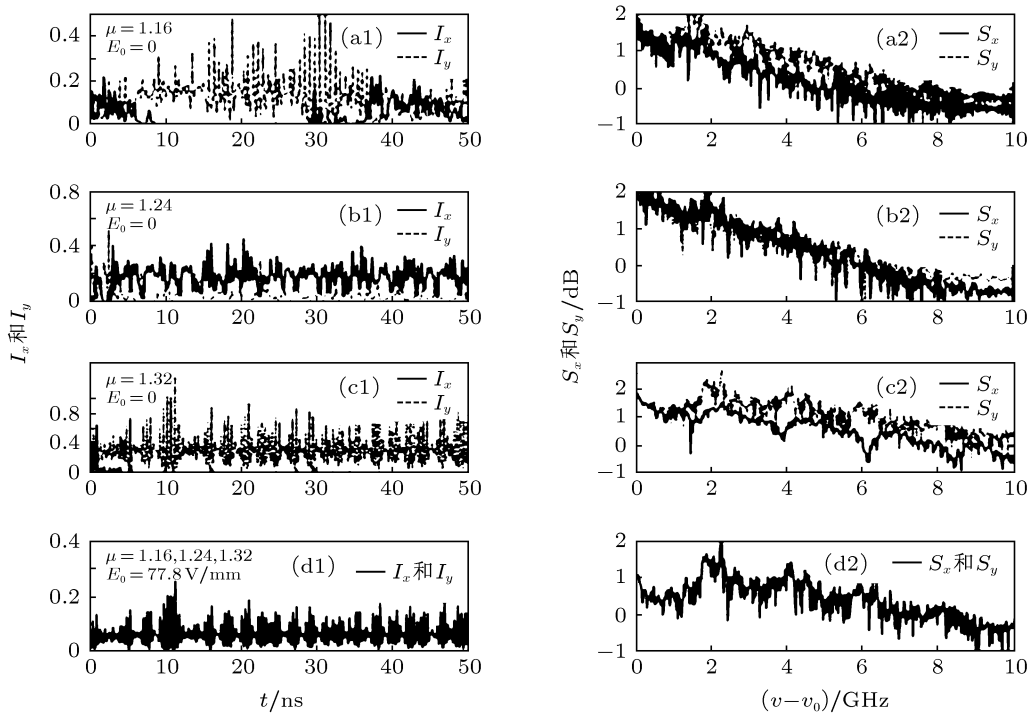


图7 当 $L = 10 \text{ mm}$, $k_f = 2 \text{ GHz}$, 不同 μ 和 E_0 条件下, VCSEL 输出的偏振混沌时间演变 (图左) 和对应的频谱分布 (图右). (a1, a2) $E_0 = 0 \text{ V/mm}$, $\mu = 1.16$; (b1, b2) $E_0 = 0 \text{ V/mm}$, $\mu = 1.24$; (c1, c2) $E_0 = 0 \text{ V/mm}$, $\mu = 1.32$; (d1, d2) $E_0 = 77.8 \text{ V/mm}$, $\mu = 1.16, 1.24, 1.32$.

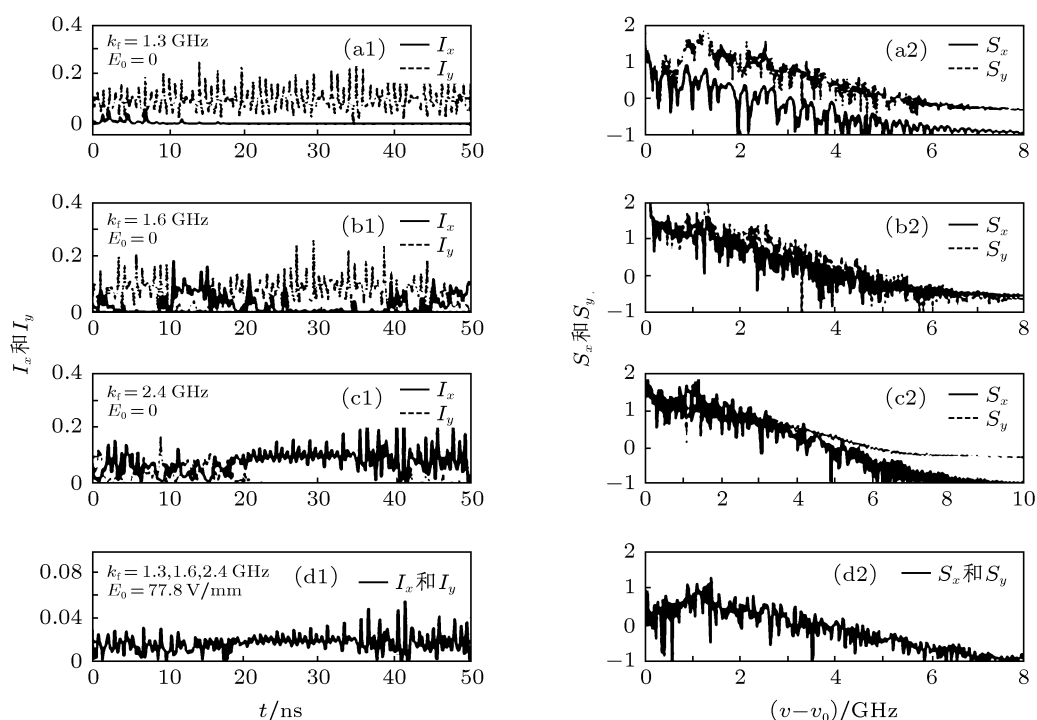


图8 当 $L = 10$ mm, $\mu = 1.1$, 在不同 k_f 和 E_0 条件下, VCSEL 输出的偏振混沌的时间演变 (图左) 和对应的频谱分布 (图右). (a1, a2) $E_0 = 0$ V/mm, $k_f = 1.3$ GHz; (b1, b2) $E_0 = 0$ V/mm, $k_f = 1.6$ GHz; (c1, c2) $E_0 = 0$ V/mm, $k_f = 2.4$ GHz; (d1, d2) $E_0 = 77.8$ V/mm, $k_f = 1.3, 1.6, 2.4$ GHz

以上分析结果表明, 利用 PPLN 的线性电光效应, 通过调节外电场强度和晶体长度能够有效控制激光器输出的混沌载波的偏振度, 即可以控制两线性偏振模之间的能量交换. 特别是, 通过调节一定施加外电场强度或晶体长度, VCSEL 输出任意两线性偏振模都可以转换能量均衡的 \hat{x} 和 \hat{y} 线性偏振模.

4 结论

我们利用准相位匹配 PPLN 晶体的线性电光效应, 实现了施加外电场或晶体长度对外部光反馈 VCSEL 输出混沌载波的偏振态转换的控制. 数值研究表明, 当激光器输出混沌载波通过施加外电场的 PPLN 晶体时, 它的偏振度随着施加外电场加强或晶体长度增长成周期性转换, 即在一个周

期内, 它的初始左或右旋椭圆偏振 \rightarrow 圆偏振 \rightarrow 右或左旋椭圆偏振 \rightarrow 原来的左或右旋椭圆偏振. 此外, 控制一定施加外电场强度或晶体长度, 激光器输出的任意偏振都可以转换成能量均衡的 \hat{x} 和 \hat{y} 线性偏振模, 即圆偏振. 当电光晶体作为光学偏振器使用时, 这些研究结果可为一些激光器的电光调制控制偏振实验提供理论支持. 另外, 在光混沌保密波分复用通信系统中, 利用电光晶体的电光调制对偏振的操控特性, 可以设计混沌载波的信道混沌载波交换器和光混沌载波开关和信道混沌载波的能量均衡器. 电光晶体作为外部调制器使用时, 本文得出的研究结果在优化加密信号幅度和相位调制方案方面具有一定的指导作用.

作者衷心感谢审稿人提出的合理化建议, 使本文工作相对完善.

- [1] Zhong D, Xia G, Wu U 2004 *J. Opt. Adv. Mtaer.* **6** 1234
- [2] Argyris A, Kanakids D, Bogris A, Syvrids D 2004 *IEEE J. Quantum Electron.* **10** 541
- [3] Vicente R, Dauden J, Colet P, Toral R 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 541
- [4] Yan S L 2007 *Chin. Phys.* **16** 3271
- [5] Pau J, Sivaprakasam S, Shore K A 2004 *J. Opt. Soc. Am. B* **21** 514
- [6] Wu J G, Wu Z M, Lin X D, Zhang Y, Zhong D Z, Xia G Q 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4169 (in Chinese) [吴加贵, 吴正茂, 林晓冬,

- 张毅, 钟东洲, 夏光琼 2005 物理学报 **54** 4169]
- [7] Miguel M S, Feng Q, Moloney J V 1995 *Phys. Rev. A* **52** 1728
- [8] Sciamanna M, Masoller C, Abraham N B, Rogister F, Megret P, Blondel M 2003 *J. Opt. Soc. Am. B* **20** 37
- [9] Besnard P, Chares M L, Stephan G M 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 1059
- [10] Zhong D Z, Cao W H, Wu Z M, Xia G Q 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 1548 (in Chinese) [钟东洲, 曹文华, 吴正茂, 夏光琼 2008 物理学报 **57** 1548]
- [11] Masoller C, Abraham N B 1999 *Phys. Rev. A* **59** 3021
- [12] Giudici M, Balle S, Ackemann T, Barland S 1999 *J. Opt. Soc. Am. B* **16** 2114
- [13] Wang X F, Xia G Q, Wu Z M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 4669 (in Chinese) [王小发, 夏光琼, 吴正茂 2009 物理学报 **58** 4669]
- [14] Yang B X, Xia G Q, Lin X D, Wu Z M 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 1480 (in Chinese) [杨炳星, 夏光琼, 林晓冬, 吴正茂 2009 物理学报 **58** 1480]
- [15] Huang X B, Xia G Q, Wu Z M 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3066 (in Chinese) [黄雪兵, 夏光琼, 吴正茂 2010 物理学报 **59** 3066]
- [16] Hong Y, Spencer P S, Rees P, Shore K A 2002 *IEEE J. Quantum Electron.* **38** 274
- [17] Zhong D Z, Xia G Q, Wang F, Wu Z M 2007 *Acta Phys. Sin.* **56** 3279 (in Chinese) [钟东洲, 夏光琼, 王飞, 吴正茂 2007 物理学报 **56** 3279]
- [18] Zhong D Z, Xia G Q, Wu Z M, Jia X H 2008 *Opt. Commun.* **281** 1689
- [19] Zhong D Z, Wu Z M 2009 *Opt. Commun.* **282** 1631
- [20] Hong Y, Won M, Shore K A 2004 *Opt. Lett.* **29** 1215
- [21] Ju R, Spencer P S, Shore K A 2005 *IEEE J. Quantum Electron.* **41** 1461
- [22] Liu J, Wu Z M, Xia G Q 2009 *Opt. Express* **17** 12619
- [23] Du L H, Wu Z M, Deng T, Xia G Q 2010 *Opt. Adv. Mater. Rapid Commun.* **4** 624
- [24] Du L H, Wu Z M, Deng T, Xia G Q 2010 *J. Opt. Adv. Mater.* **12** 171
- [25] She W L, Lee W K 2001 *Opt. Commun.* **195** 303
- [26] Feng D, Ming N B, Hong J F, Zhu J S, Yang Z, Wang Y N 1980 *Appl. Phys. Lett.* **37** 607
- [27] Arbore M A, Galvanauska A, Harter D, Chou M H, Fejer M M 1997 *Opt. Lett.* **22** 1341
- [28] Zheng G L, Wang H C, She W L 2006 *Opt. Express* **14** 5535
- [29] Hobden M V, Warner J 1966 *Phys. Lett.* **22** 243

Manipulation of the vector chaotic polarization of VCSEL output with external optical feedback by electro-optic modulation*

Zhong Dong-Zhou^{1)†} Wu Zheng-Mao²⁾

1) (School of Informatics, Wuyi University, Jiangmen 529020, China)

2) (School of Physics, Southwest University, Chongqing 400715, China)

(Received 30 January 2011; revised manuscript received 13 May 2011)

Abstract

Based on the wave coupling theory of linear electrooptic effect in quasi-phase-matched periodical poled LiNbO₃ (PPLN), the control of the vector chaotic polarization of VCSEL output with external optical feedback by electro-optic modulation is numerically investigated. The investigation results show the polarization state of VCSEL output switching periodically with the applied external electronic field or the length of the crystal. The original chaotic polarized state of its output caused by different parameters of VCSEL can be converted into the other arbitrary chaotic polarized state. In particular, by controlling a certain applied external electronic field or the length of the crystal, any chaotic polarization model of VCSEL output can be converted into two complete identical linear chaotic polarization models (\hat{x} and \hat{y} polarizations). In the case, the energies of two linear chaotic polarization models can steadily realize balanced status.

Keywords: VCSEL with external optical feedback, vector chaotic polarization, linear electro-optic effect, PPLN

PACS: 42.25.Ja, 42.50.Md, 42.60.Mi, 42.65.Sf

* Project supported by the Youth Grant of Wuyi University (Grant No. 3072208), the National Natural Science Founding of China (Grant No. 60978003), and the Grant of the Cultivating Projects of Outstanding Young Creative Talents of the Universities of Guangdong Province, China (Grant No. 30717003).

† E-mail: dream_yu2002@126.com