

# 非线性偏振旋转中偏振控制器方位角的研究\*

左林<sup>1)</sup> 杨爱英<sup>1)†</sup> 周大伟<sup>2)</sup> 孙雨南<sup>1)</sup>

1) (北京理工大学光电学院, 北京 100081)

2) (北京大学信息科学技术学院, 北京 100871)

(2011年5月12日收到; 2011年6月10日收到修改稿)

提出一种基于 Jones 矩阵的非线性偏振旋转锁模光纤激光器数值模型, 对偏振控制器波片方位角的描述具有物理意义清晰的优点. 数值仿真得到均方根宽度为 0.28 ps 的超短脉冲, 时域对称且振幅稳定. 搭建了非线性偏振旋转锁模光纤激光器, 系统可以自启动, 得到了重复频率为 67.35 MHz 的锁模脉冲输出. 数值仿真和实验结果都表明偏振控制器两个波片的方位角  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  都具有周期性, 周期分别为  $180^\circ$  和  $90^\circ$ . 由于随机双折射的影响, 实验测得的波片方位角调谐范围比数值仿真的结果小, 这一点通过在数值仿真模型中加入随机双折射的作用而得到证明.

**关键词:** 非线性偏振旋转锁模, 光纤激光器, 偏振控制器, 琼斯矩阵

**PACS:** 42.60.Fc, 42.55.Wd

## 1 引言

锁模光纤激光器可以输出皮秒甚至飞秒级的超短脉冲, 具有成本低、重量轻、抗腐蚀、抗电磁干扰以及易与光纤器件耦合等优势, 已经应用在模数转换<sup>[1]</sup>、光时分复用<sup>[2]</sup>、光脉冲压缩<sup>[3]</sup>等领域. 非线性偏振旋转 (NPR) 是用于锁模光纤激光器的一种常见技术, 其组成简单、结构灵活、阈值很低, 受到了广泛的重视<sup>[4,5]</sup>.

NPR 锁模技术的核心是由偏振控制器 (PC) 和偏振相关光隔离器 (PDI) 组成的等效可饱和吸收体. 对等效可饱和吸收体进行理论分析时, 张攀政等<sup>[6]</sup>把锁模脉冲的包络幅度简化为一个标量  $A$ , 并将等效可饱和吸收体的作用看成强度调制, 透过率为

$$T_{\text{NPR}} = 1 - B \left\{ 1 + \frac{P_t}{P_{\text{sat}}} \right\}^{-1}, \quad (1)$$

其中  $P_t$  为脉冲瞬时功率,  $P_{\text{sat}}$  和  $B$  分别表示等效可饱和吸收体的饱和功率和非饱和损耗. 把 (1) 式写入 Ginzburg-Landau 方程, 通过数值算法即能求解锁模脉冲的产生和演变情况. 这种方法的优点是表达式简单, 但是没有考虑脉冲中存在的两个正交偏振分量, (1) 式也无法直接与实际器件联系起来, 没有体现出 PC 的作用. Komarov 等<sup>[7]</sup>将等效可饱

和吸收体对脉冲的作用表示成:

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \left[ -\sigma + \frac{1}{L} \ln \left| \cos \left( p |u|^2 + \alpha \right) \right| \right] u, \quad (2)$$

其中参数  $\sigma$ ,  $\alpha$  以及  $p$  均与各个偏振器件的方位角、透过率有关. 这种方法表达式复杂、不够直观, 也同样存在没有考虑两个正交偏振分量的问题. 张书敏等<sup>[8]</sup>采用了一种基于偏振控制器 Jones 矩阵的模型, 但是这种模型将 PC 的作用写成一个总的矩阵, 不能对 PC 中的各个波片单独调节, 而且假定数值仿真的初始条件为 Gauss 脉冲, 这些都与实际情况不符.

本文报道了一种基于 Jones 矩阵的描述等效可饱和吸收体的方法, 各个波片的方位角均清晰地表达出来, 据此建立了整个 NPR 系统的理论模型, 数值仿真得到了超短脉冲输出, 从理论上说明了各个波片的方位角存在周期性. 通过搭建非线性偏振旋转锁模光纤激光器, 得到了基频锁模脉冲输出, 并同时观察到波片方位角的周期性. 此外, 还对波片方位角的调谐范围进行了理论与实验研究.

## 2 原理和模型

NPR 锁模光纤激光器的结构如图 1 所示. 在腔内传输的光通过 PDI 后变成线偏振光, 再通过 PC1

\* 国家自然科学基金 (批准号: 60978007, 61027007, 61177067) 和北京邮电大学光通信与光波技术教育部重点实验室开放基金资助的课题.

† E-mail: yangaiying@bit.edu.cn

变成椭圆偏振光. 椭圆偏振光可以分解成强度不同的左旋圆偏振光和右旋圆偏振光, 它们在环形腔内受到的与强度有关的非线性相移不同, 因而传输一圈后再次到达 PDI 时左旋光和右旋光合成后的偏振态会发生变化. 如果能适当调节 PC, 就可能使脉冲中心的偏振态与能通过 PDI 的偏振态方向一致, 而脉冲前后沿的偏振态与能通过 PDI 的偏振态方向正交. 这样使得脉冲中心通过, 前后沿受到的损耗却很大, 脉冲得到窄化. 脉冲在环形腔中循环传输, 最终产生超短脉冲. 通过耦合器时, 一部分脉冲输出到腔外, 可利用示波器、光谱仪等观察时域和频域特性, 另一部分则留在腔内继续循环. 有的实验系统在光进入 PDI 之前再加一个偏振控制器 PC, 其作用是对偏振态进行补偿, 进行理论分析时可以忽略. 抽运源、波分复用器 (WDM) 和掺铒光纤组成的放大器则对脉冲进行放大, 以补偿各种损耗.

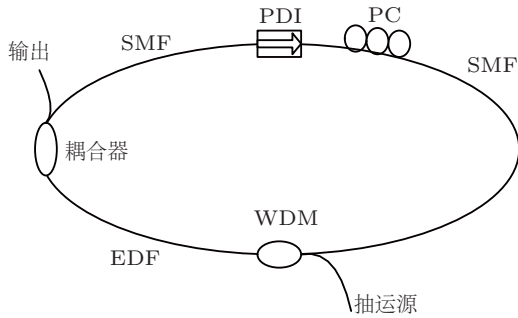


图1 非线性偏振旋转锁模原理

进行数值仿真时, 首先把脉冲包络分解成与光纤主轴平行和垂直的两个偏振分量, 分别用  $u$  和  $v$  来表示. 若忽略传输损耗以及两个偏振态的群速度失配, 那么用来描述  $u$  和  $v$  在掺铒光纤中传输的耦合非线性 Schrödinger 方程为<sup>[9]</sup>

$$\frac{\partial u}{\partial z} = \frac{1}{2}gu + \left( \frac{g}{2\Omega_g^2} - \frac{i}{2}\beta_2 \right) \frac{\partial^2 u}{\partial T^2} + i\gamma \left( |u|^2 + \frac{2}{3}|v|^2 \right) + \frac{i}{3}\gamma u^*v^2, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial z} = \frac{1}{2}gv + \left( \frac{g}{2\Omega_g^2} - \frac{i}{2}\beta_2 \right) \frac{\partial^2 v}{\partial T^2} + i\gamma \left( |v|^2 + \frac{2}{3}|u|^2 \right) + \frac{i}{3}\gamma v^*u^2, \quad (4)$$

其中  $\beta_2$  为 GVD 系数,  $\gamma$  为自相位调制系数,  $\Omega_g$  代表增益带宽系数. 铒纤的增益  $g$  由铒纤掺杂浓度、抽运功率等因素决定, 与小信号增益  $g_0$  的关系是

$$g = g_0 \left\{ 1 + \frac{1}{P_{\text{sat}}T_a} \int_{-T_a/2}^{T_a/2} P dt \right\}^{-1}, \quad (5)$$

其中  $P_{\text{sat}}$  表示掺铒光纤饱和功率,  $T_a$  表示光在腔内循环一圈所用的时间,  $P = |u|^2 + |v|^2$  为脉冲功率. 在普通单模光纤中, 描述这两个偏振态的方程与 (3) 和 (4) 式类似, 只是没有增益项和增益带宽项.

在考虑由 PC 和 PDI 组成的等效可饱和吸收体时, 可利用偏振光学中的 Jones 矩阵理论. 把 PDI 看成线偏振器并假定偏振方向与光纤主轴重合, 则其 Jones 矩阵为

$$M = \begin{bmatrix} \sqrt{\beta} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$\beta$  代表 PDI 的透过率. PC 可认为由两个四分之一波片夹着一个半波片组成, Jones 矩阵分别为

$$W_{\frac{\lambda}{4}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1-i & 0 \\ 0 & 1+i \end{bmatrix} \quad \text{和} \quad W_{\frac{\lambda}{2}} = \begin{bmatrix} -i & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}.$$

为了描述波片的旋转, 将各波片主轴与光纤主轴的夹角记为方位角  $\alpha_i$  ( $i=1,2,3$ ), 得到旋转矩阵

$$\text{rot}(\alpha_i) = \begin{bmatrix} \cos(\alpha_i) & -\sin(\alpha_i) \\ \sin(\alpha_i) & \cos(\alpha_i) \end{bmatrix}.$$

本实验采用的波片座只能装三个波片, 脉冲将依次通过线偏振器、一个四分之一波片和一个半波片. 虽然与图 1 相比减少了一个四分之一波片, 但仍然能够遍历整个偏振态, 故不影响锁模脉冲的形成. 因此等效可饱和吸收体对脉冲的数值计算模型可用以上各矩阵的乘积表示, 即

$$\begin{bmatrix} u_{\text{out}} \\ v_{\text{out}} \end{bmatrix} = \text{rot}(\alpha_2) W_{\frac{\lambda}{2}} \text{rot}(-\alpha_2) \text{rot}(\alpha_1) \\ \times W_{\frac{\lambda}{4}} \text{rot}(-\alpha_1) \begin{bmatrix} \sqrt{\beta} & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{\text{in}} \\ v_{\text{in}} \end{bmatrix}, \quad (6)$$

这样 (6) 式中的各个参数的物理意义就十分清楚了, 并且与实物系统完全一致.

设输出耦合器的输出耦合比为  $R$ , 则通过输出耦合器后  $u$  和  $v$  的变化为

$$u = u^* \sqrt{1-R}, \quad (7)$$

$$v = v^* \sqrt{1-R}. \quad (8)$$

至此, 数值仿真模型就已经建立起来了. 首先给  $u$  和  $v$  赋初始值, 用 (6) 式表示等效可饱和吸收体的作用. 然后用分步 Fourier 法计算非线性 Schrödinger 方程, 分别模拟脉冲在单模光纤和掺铒光纤中的传输, 最后通过 (7),(8) 式表示耦合器的作用, 即完成了在环形腔内的一次循环, 用得到的结果作为初始值进行下一次循环. 如此不断重复就能得到锁模脉冲.

### 3 数值仿真结果

选取铒纤长度为 0.70 m, GVD 系数  $\beta_2 = -21 \text{ ps/nm}\cdot\text{km}^{-1}$ , 小信号增益  $g_0 = 5.0 \text{ m}^{-1}$ , 增益带宽  $\Omega_g = 5.0 \times 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ,  $P_{\text{sat}} = 5.0 \text{ mW}^{[10]}$ ,  $T_a = 1.0 \times 10^{-8} \text{ s}$ , 普通单模光纤长度为 2.3 m, GVD 系数为  $\beta_2 = 17 \text{ ps/nm}\cdot\text{km}^{-1}$ , 计算出腔体平均色散为  $8.1 \text{ ps/nm}\cdot\text{km}^{-1}$ , 即处于负色散区. 自相位调制系数  $\gamma = 3.0 \times 10^{-3} \text{ W}^{-1}\text{m}^{-1}$ ,  $\beta = 0.95$ , 耦合器输出比  $R = 15\%$ , 各波片的方位角为  $\alpha_1 = 144.0^\circ$  和  $\alpha_2 = 18.0^\circ$ , 初始条件设  $u$  和  $v$  均为随机噪声.

每隔 100 圈记录一次脉冲的时域形状, 如图 2 所示. 可看出在 1000 圈后锁模脉冲已完全建立, 单个脉冲时域形状基本对称, 定义均方根宽度  $\sigma = \left[ \langle T^2 \rangle - \langle T \rangle^2 \right]^{\frac{1}{2}}$  [11], 式中

$$\langle T^n \rangle = \frac{\int_{-\infty}^{+\infty} T^n |u(z, T)|^2 dT}{\int_{-\infty}^{+\infty} |u(z, T)|^2 dT},$$

据此得到脉冲的均方根宽度为 0.28 ps. 脉冲在腔内传输时振幅均匀, 说明脉冲振幅稳定性较好.

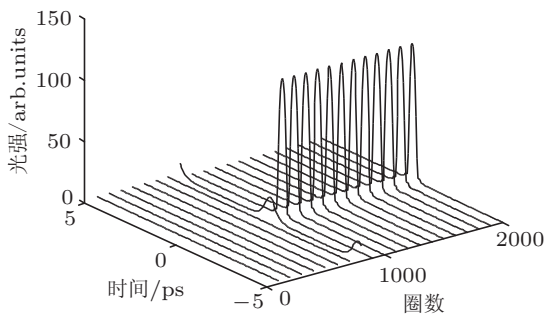


图 2 数值仿真得到的锁模脉冲时域演变

改变偏振控制器方位角, 观察锁模脉冲的变化. 若初始状态仍为随机噪声, 则每一次仿真的初始条件不同, 锁模的状态也可能不同. 为消除这种干扰, 只分析偏振控制器方位角对锁模的影响, 在下面的计算中  $u$  和  $v$  初始状态均设为相同功率的连续光. 首先固定  $\alpha_2$  不变, 以  $1.8^\circ$  为步长调节  $\alpha_1$ . 当  $\alpha_1$  在  $136.8^\circ$  至  $147.6^\circ$  之间时, 经过数值仿真后都能形成锁模脉冲. 选取  $\alpha_1$  分别为  $136.8^\circ$ ,  $140.4^\circ$  和  $147.6^\circ$ , 画出脉冲峰值随着传输圈数的变化情况, 同时标记出不同  $\alpha_1$  所对应的锁模脉冲宽度, 如图 3 所示. 当  $\alpha_1$  取  $147.6^\circ$  时, 脉冲要传输 1200 圈才能达到稳定, 而其余两种情况只需要 800 圈. 另

外当  $\alpha_1$  减小时, 虽然脉冲宽度降低, 但同时峰值光强也会变小.

然后固定  $\alpha_1$  不变, 再以  $1.8^\circ$  为步长调节  $\alpha_2$ , 发现可以锁模时  $\alpha_2$  的范围在  $1.8^\circ$  至  $28.8^\circ$  之间. 选取  $\alpha_2$  为  $1.8^\circ$ ,  $9.0^\circ$ ,  $18.0^\circ$  以及  $28.8^\circ$ , 同样画出脉冲峰值随着传输圈数的变化情况, 并标记出不同  $\alpha_2$  所对应的锁模脉冲宽度, 如图 4 所示. 当  $\alpha_2$  取值较小时, 锁模脉冲很快就能形成, 但是脉冲宽度非常宽. 当  $\alpha_2$  取值较大时, 脉冲宽度很窄, 但是产生稳定锁模脉冲所需要的传输圈数变大, 说明锁模更不容易实现. 因此结合以上分析可知, 图 2 中方位角  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  的选取综合考虑了脉冲宽度、脉冲峰值强度以及锁模脉冲达到稳定时所需传输的圈数这些因素.

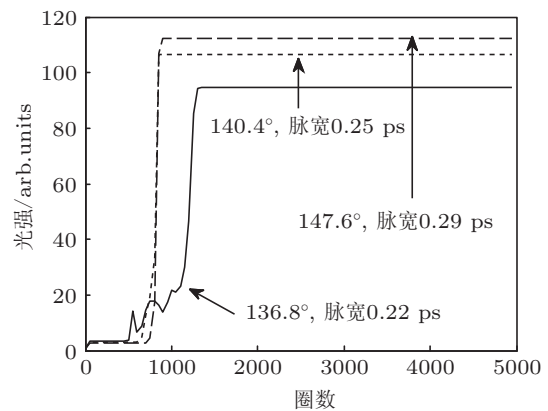


图 3 四分之一波片方位角  $\alpha_1$  对锁模的影响

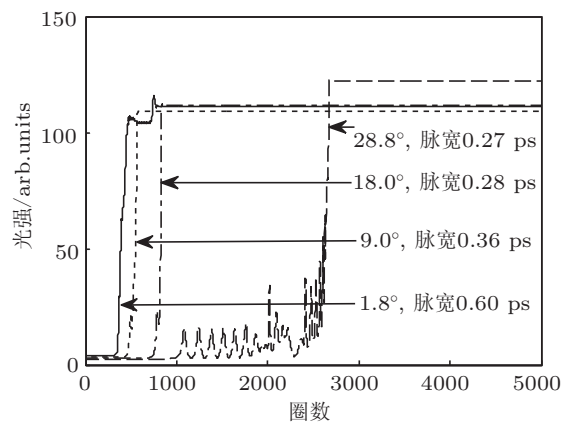


图 4 半波片方位角  $\alpha_2$  对锁模的影响

数值仿真中还观察到波片的方位角具有周期性, 即转动某一角度后效果与转动之前完全一样. 其中半波片方位角的周期为  $90^\circ$ , 而四分之一波片方位角的周期为  $180^\circ$ . 事实上, 这种特性可以很容易地从理论模型中描述偏振控制器的 Jones 矩阵得

出. 当四分之一波片方位角  $\alpha_1$  增加  $180^\circ$  时, 有

$$\begin{aligned} & \text{rot}(\alpha_1 + 180^\circ) W_{\frac{1}{4}} \text{rot}(-\alpha_1 - 180^\circ) \\ &= \text{rot}(\alpha_1) W_{\frac{1}{4}} \text{rot}(-\alpha_1), \end{aligned}$$

即偏振控制器的作用不变. 而当半波片方位角  $\alpha_2$  增加  $90^\circ$  时, 有

$$\begin{aligned} & \text{rot}(\alpha_2 + 90^\circ) W_{\frac{1}{2}} \text{rot}(-\alpha_2 - 90^\circ) \\ &= -\text{rot}(\alpha_2) W_{\frac{1}{2}} \text{rot}(-\alpha_2), \end{aligned}$$

说明腔内传输的光总体上获得了  $180^\circ$  的附加相移, 但是并不改变幅度的大小, 两个偏振分量  $u$  和  $v$  之间的相位关系也没有变化, 因而对锁模不产生影响.

### 4 实验研究与讨论

按照图 1 搭建起 NPR 锁模光纤激光器的实验系统, 单模光纤、掺铒光纤以及其他各器件的尾纤均加以熔接, 以减小使用连接头带来的损耗. 980 nm 抽运光的功率为 160 mW, 其余参数与数值仿真所用的参数一致. 通过耦合器输出的脉冲分成两路, 分别用光谱仪和 100 MHz 的示波器观察光谱和时域形状.

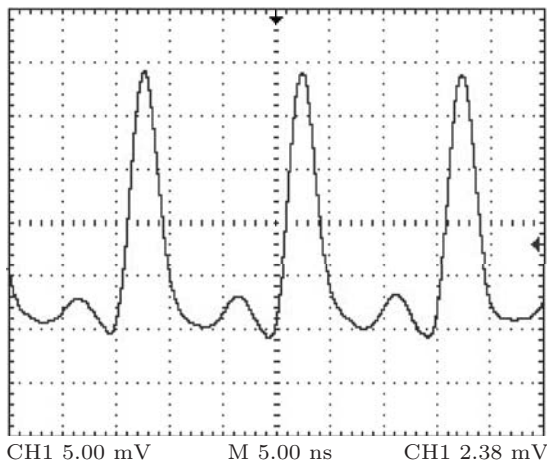


图 5 示波器观察到的锁模脉冲

波片方位角标尺的最小刻度为  $5^\circ$ , 因此只能估读出方位角的整数部分. 当线偏振器、四分之一波片和半波片的方位角分别为  $90^\circ$ ,  $30^\circ$  和  $60^\circ$  时, 示波器中观察到锁模脉冲输出, 如图 5 所示. 由于示波器带宽的限制, 无法测量出脉冲的真实形状和宽度. 示波器显示脉冲重复频率为 67.35 MHz, 若近似认为光纤折射率  $n = 1.50$ , 则根据  $f = c/(nL)$  可得到环形腔的腔长约为 3 m, 与数值仿真采用的数据一致. 可见激光器工作在基频锁模状态下, 若关闭

抽运源后再次打开并调节至原先的功率, 不需要调节波片即能实现锁模, 说明整个系统可以自启动.

固定线偏振器的方位角不变, 把  $\alpha_1$  调节至  $210^\circ$ , 示波器的输出与图 5 相比, 没有任何变化. 同样, 依次把  $\alpha_2$  调节至  $150^\circ$ ,  $240^\circ$  和  $330^\circ$ , 示波器的输出也没有变化, 证实波片方位角具有周期性.

在  $30^\circ$  附近细微调节四分之一波片的方位角  $\alpha_1$ . 当  $\alpha_1 = 27^\circ$  或  $31^\circ$  时, 示波器显示的锁模脉冲开始剧烈跳动, 说明锁模状态受到破坏, 因此实验测得  $\alpha_1$  的调谐范围为  $4^\circ$ . 按照同样的方法, 测出  $\alpha_2$  的调谐范围为  $7^\circ$ . 数值仿真和实验测量得到的  $\alpha_1, \alpha_2$  可调谐范围如表 1 所示.

表 1  $\alpha_1$  和  $\alpha_2$  的调谐范围

	理论值		实验值	
	锁模时方位角	调谐范围	锁模时方位角	调谐范围
$\alpha_1$	$136.8^\circ$ — $147.6^\circ$	$10.8^\circ$	$27^\circ$ — $31^\circ$	$4^\circ$
$\alpha_2$	$1.8^\circ$ — $28.8^\circ$	$27.0^\circ$	$57^\circ$ — $64^\circ$	$7^\circ$

即便考虑到估读方位角时的误差, 实验测得的两个波片方位角调谐范围也不超过  $10^\circ$ , 均小于数值仿真的结果. 实验中所用光纤均为非保偏的, 由于结构非对称性、弯曲等原因会产生随机双折射, 使得两个正交偏振分量各自随机变化. 合成的偏振态也会随机变化, NPR 锁模对偏振态的要求十分严格, 偏振态的变化使等效可饱和吸收体的作用失效, 就可能不再产生超短脉冲, 从而限制了实际情况下波片方位角的调谐范围.

为了证明这种解释的正确性, 在数值仿真模型中加入随机双折射对锁模脉冲的影响. 每一圈计算时, 在  $u$  和  $v$  之间引入一个随机相位差  $\phi$  以表征光纤快慢轴折射率不同给两个偏振分量带来的附加相位, 同时引入随机角度  $\theta$  表示光纤主轴的旋转, 因此随机双折射对锁模脉冲影响的具体表达式为

$$\begin{bmatrix} u_{\text{out}} \\ v_{\text{out}} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos \theta & -\sin \theta \\ \sin \theta & \cos \theta \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u_{\text{in}} \exp\left(\frac{\phi}{2}\right) \\ v_{\text{in}} \exp\left(-\frac{\phi}{2}\right) \end{bmatrix}. \quad (9)$$

用  $\max(\phi)$  来表征  $\phi$  的取值范围, 表示  $\phi$  取  $[-\max(\phi), \max(\phi)]$  之间的随机数. 同理, 用  $\max(\theta)$  来表示随机数  $\theta$  的取值范围. 因此,  $\max(\phi)$  和  $\max(\theta)$  越大即表示双折射的作用越强. 设  $\max(\phi)$  和  $\max(\theta)$  均为  $0.3\pi$ , 在  $\alpha_1 = 144.0^\circ$ ,  $\alpha_2 = 18.0^\circ$  时, 锁模脉冲在腔内传输情况如图 6 所示, 可见脉冲的均方根宽度和幅度都发生剧烈的抖



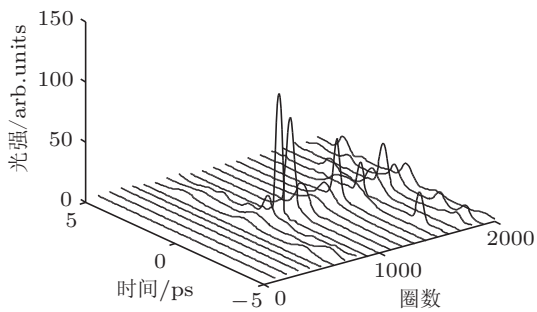


图6  $\max(\phi)$  和  $\max(\theta)$  为  $0.3\pi$  时锁模脉冲的时域变化

动. 相比于无双折射影响时的脉冲(图2), 此时锁模脉冲特性很差. 若进一步增加  $\max(\phi)$  和  $\max(\theta)$  至  $0.5\pi$ , 则已经完全失锁, 输出为杂乱无序的噪声, 说明较强的随机双折射对锁模有破坏作用, 使得波

片方位角的调谐范围减小.

## 5 总结

本文提出一种基于 Jones 矩阵的 NPR 数值计算模型, 该模型对偏振控制器方位角的描述具有物理意义清晰、与实际系统接近的优点. 通过数值仿真得到了均方根宽度为  $0.28\text{ ps}$  的锁模脉冲, 时域基本对称, 且振幅稳定, 不随脉冲传输而改变. 搭建了非线性偏振旋转锁模实验系统, 得到重复频率为  $67.35\text{ MHz}$  的锁模脉冲输出. 理论计算和实验均表明半波片方位角的周期为  $90^\circ$ , 四分之一波片方位角的周期为  $180^\circ$ . 分别通过数值仿真和实验测量得出波片方位角的调谐范围, 由于随机双折射的影响, 调谐范围的实际值要比理论值小, 并且通过数值仿真解释了这一结论.

- [1] Dou Y J, Zhang H M, Fu X, Yao M Y 2011 *Chin. J. Lasers* **38** 0105006 (in Chinese) [窦玉杰, 张洪明, 傅鑫, 姚敏玉 2011 中国激光 **38** 0105006]
- [2] Takashi Y, Kohichi R, Masataka N 2003 *Electron. Commun. Japan* **86** 68
- [3] Cabasse A, Ortac B, Martel G, Hideur A, Limpert J 2008 *Opt. Soc. Am.* **16** 19322
- [4] Deng Y X, Tu C H, Lü F Y 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 3173 (in Chinese) [邓一鑫, 涂成厚, 吕福云 2009 物理学报 **58** 3173]
- [5] Huang X J, Liu Y Z, Sui Z, Li M Z, Li X, Lin H H, Wang J J 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 1191 (in Chinese) [黄绣江, 刘永智, 隋展, 李明中, 李忻, 林宏兔, 王建军 2006 物理学报 **55** 1191]
- [6] Zhang P Z, Fan W, Wang X C, Lin Z Q 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 024206 (in Chinese) [张攀政, 范薇, 汪小超, 林尊琪 2011 物理学报 **60** 024206]
- [7] Komarov A, Leblond H, Sanchez F 2005 *Phys. Rev.* **72** 025604
- [8] Zhang S M, Lü F Y, Dong F J, Fan Y X 2004 *Chin. J. Quantum Electron.* **21** 592 (in Chinese) [张书敏, 吕福云, 董法杰, 樊亚仙 2004 量子电子学报 **21** 592]
- [9] Lei T, Tu C H, Lu F Y, Deng Y X, Li E B 2009 *Opt. Express* **17** 585
- [10] Komarov A, Leblond H, Sanchez F 2005 *Phys. Rev.* **71** 053809
- [11] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (San Diego: Academic Press) p71

# Study on wave plate angles of polarization controller in nonlinear polarization rotation mode-locked fiber laser\*

Zuo Lin<sup>1)</sup> Yang Ai-Ying<sup>1)†</sup> Zhou Da-Wei<sup>2)</sup> Sun Yu-Nan<sup>1)</sup>

1) (School of Optoelectronics, Beijing Institute of Technology, Beijing 100081, China)

2) (School of Electronics Engineering and Computer Science, Peking University, Beijing 100871, China)

(Received 12 May 2011; revised manuscript received 10 June 2011)

## Abstract

Based on Jones matrices, a numerical model is proposed for the simulation of nonlinear polarization rotation (NPR) mode-locked fiber lasers with the advantage of a clear physical meaning. Ultra short pulses are derived with symmetric shape, stable amplitude and a square width of 0.28 ps. A self-starting NPR mode-locked fiber laser experimental setup is established and the fundamental repetition of the pulses is 67.35 MHz. Both the numerical simulation and the experimental results indicate that the angle of the half wave plate has a period of  $180^\circ$  while the quarter wave plate has a period of  $90^\circ$ . Due to the influence of random birefringence, the tuning range of the angle of the wave plates measured in experiment is smaller than that shown in numerical simulation, which is verified by adding the effect of random birefringence in numerical simulation.

**Keywords:** nonlinear polarization rotation mode-locked, fiber laser, polarization controller, Jones matrices

**PACS:** 42.60.Fc, 42.55.Wd

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 60978007, 61027007, 61177067) and the Open Fund of Key Laboratory of Optical Communication and Lightwave Technologies, Beijing University of Posts and Telecommunication, Ministry of Education, China.

† E-mail: yangaiying@bit.edu.cn