

非线性介质中强光对弱光聚焦的控制研究*

林峰 谭超 周元 傅喜泉†

(湖南大学信息科学与工程学院, 微纳光电器件及应用教育部重点实验室, 长沙 410082)

(2013年2月4日收到; 2013年4月3日收到修改稿)

从理论和实验上分析了强光控制弱光脉冲聚焦的方法, 该方法可以灵活地控制弱光的聚焦过程和特性. 通过研究两光束共同传输, 利用强抽运光在相互作用时为弱探测光提供诱导非线性效应, 从而使弱探测光发生聚焦, 得到了在抽运光保持不变情况下探测光的解析解, 并在实验上得到验证. 进一步研究了强抽运光对弱探测光焦点位置的影响. 结果显示: 通过改变抽运光功率、束宽能够有效地控制弱探测光的聚焦过程和焦点位置.

关键词: 诱导聚焦, 自聚焦, 非线性折射率

PACS: 42.65.Sf, 42.65.Tg, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.62.144208

1 引言

高功率超短激光脉冲通过非线性透明介质时发生自聚焦使其在时域、频域和空间域都发生显著变化^[1-3]. 近年来自聚焦已经在遥感成像^[4]、闪电引导^[5]、太赫兹产生^[6]等众多领域得到广泛的应用.

然而, 所有这些应用的关键都是对激光在传输过程中进行有效的控制. 众所周知, 激光自聚焦时其初始功率必须大于光束自聚焦的临界功率. 而对于普通的弱光来讲, 其初始功率远小于临界功率, 很难利用其几乎可以忽略的非线性效应来控制弱光传输. 虽然有学者用透镜聚焦^[7]和空间光调制器^[8]控制弱光在非线性介质中传输, 但是这种方法只能通过改变初始输入状态而不能主动控制其传输特性. 我们知道, 自聚焦是电磁波和介质相互作用所引起的, 高功率激光引起非线性介质发生变化, 而变化的介质又反过来影响激光的传输^[9]. 光纤中的交叉相位调制^[10,11]以及双光束在非线性散焦介质中共同传输时, 强抽运光能诱导弱探测光发生聚焦^[12-14]. 另外, 双光束在非线性聚焦介质中共同传输时, 探测光能够受抽运光初始功率以及两束光的相对相位和入射夹角所控制^[15]. 所有这些研

究都表明电磁波能够局部改变介质的特性, 而介质的改变又能反作用于光束. 但是关于利用折射率的改变来控制弱光聚焦的研究以及解析解相对比较少, 有进一步研究的必要. 尽管有研究表明两束紫外飞秒激光共线传输时在空间干涉条纹的影响下会产生等离子体光栅, 能够有效地诱导和聚焦探测光束^[16], 但是会对介质造成破坏且对激光功率要求很高.

基于上述问题, 本文探索利用两光束共线传输, 通过强光改变介质的折射率, 利用变化的介质折射率来改变弱光的传输. 通过改变强光特性能够达到精确控制弱光的效果. 首先, 本文从交叉相位调制理论出发, 建立了有效的理论模型. 其次得到了弱光在抽运光强度保持不变情况下的精确解析解. 最后对理论进行实验验证. 发现通过改变强抽运光功率和初始束宽能够有效地控制弱光聚焦的过程和特性. 文中利用强光去控制弱光的光控制方法为研制下一代光电器件提供了新思路^[17,18].

2 理论分析

同向传输的双光束在非线性克尔介质中传输时, 光束沿纵向 z 方向的传输在慢变包络振幅近似下满足如下形式:

* 高等学校博士学科点专项科研基金(批准号: 20110161110012)和湖南省自然科学基金(批准号: 12JJ7005)资助的课题.

† 通讯作者. E-mail: fuxiquan@gmail.com

$$E_j = \frac{1}{2} E_j(r, t) \exp[i(k_j z - \omega_j t)] + \text{c.c.}, \quad (1)$$

其中 c.c. 代表复共轭; $E_j(r, t)$ 慢变包络振幅; $k_j = 2\pi n_{0j}/\lambda_j$ 为波矢, 其中 n_{0j} 是中心波长为 λ_j 的线性折射率 ($j = 1, 2$. $j = 1$ 代表抽运光束, $j = 2$ 代表弱探测光束). 在各向同性均匀稳定介质中, 在忽略损耗情况下可得到耦合方程:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E_1}{\partial z} + \frac{1}{v_{g1}} \frac{\partial E_1}{\partial t} + i\beta_{21} \frac{\partial^2 E_1}{\partial t^2} \\ & - \frac{i}{2k_1} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_1 \\ & = \frac{ik_1 n_2}{n_{01}} \left(|E_1|^2 + 2|E_2|^2 \right) E_1, \\ & \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{1}{v_{g2}} \frac{\partial E_2}{\partial t} + i\beta_{22} \frac{\partial^2 E_2}{\partial t^2} \\ & - \frac{i}{2k_2} \left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} \right) E_2 \\ & = \frac{ik_2 n_2}{n_{02}} \left(|E_2|^2 + 2|E_1|^2 \right) E_2, \end{aligned} \quad (2)$$

其中 v_{gj} 为走离速度, β_{2j} 为群速度色散. 方程 (2) 右边两项分别表示自相位调制 (self-phase modulation, SPM) 和交叉相位调制 (cross-phase modulation, XPM) 项. 在此, 我们仅讨论 $|E_1|^2 \gg |E_2|^2$ 情况, 这就表明在强抽运光方程中只有 SPM, 在弱探测光中只有 XPM 起非线性作用. 对 (2) 式化简后归一化得:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial E_1}{\partial z} + i \frac{1}{L_{d1}} \frac{\partial^2 E_1}{\partial \tau^2} \\ & = \frac{i}{L_{\text{diff}1}} \left(\frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right) E_1 + \frac{i}{L_{n11}} |E_1|^2 E_1, \\ & \frac{\partial E_2}{\partial z} + i \frac{1}{L_{d2}} \frac{\partial^2 E_2}{\partial \tau^2} \\ & = \frac{i}{L_{\text{diff}2}} \left(\frac{\partial^2}{\partial X^2} + \frac{\partial^2}{\partial Y^2} \right) E_2 + \frac{i}{L_{n12}} |E_1|^2 E_2, \end{aligned} \quad (3)$$

其中 $\tau = T/T_0$, T_0 为初始脉宽, $T = t - z/v_g$, 此处我们令 $v_{g1} = v_{g2} = v_g$; 色散长度 $L_{dj} = T_0^2/|\beta_{2j}|$; $X = x/w_{j0}$, $Y = y/w_{j0}$, w_{j0} 为束腰半径; 衍射长度 $L_{\text{diff}j} = 2k_j w_{j0}^2$; 非线性长度 $L_{n11} = \lambda_1/(2\pi n_2 E_{10}^2)$, $L_{n12} = \lambda_2/(4\pi n_2 E_{10}^2)$; E_{10}^2 为抽运光初始输入强度.

当色散长度远大于相互作用长度时, 时间项的影响可忽略. 根据 $L_{\text{diff}j}$, L_{n1j} , 和 L 之间的相对大小, 传输行为可分为以下几类.

1) 当相互作用长度 $L \ll L_{\text{diff}1}$, $L \ll L_{n11}$ 且 $L_{n12} \leq L \leq L_{\text{diff}2}$ 时, 对抽运光而言, 衍射和非线性效应都不起作用, 这一点可以通过方程 (3) 右边两项

在这种情况下可被忽略看出. 因此, 光束在传输过程中保持形状不变, 且为弱探测光提供稳定的诱导非线性效应; 对弱探测光而言, 衍射和非线性效应共同影响其传输特性. 在此情形下, 我们可以得到如下不等式:

$$\begin{cases} L \ll \frac{4n_{01}\pi w_{10}^2}{\lambda_1}, & L \ll \frac{\lambda_1 w_{10}^2}{2n_2 P_{10}}, \\ P_{10} \geq \frac{w_{10}^2 \lambda_2^2}{16\pi n_{02} n_2 w_{20}^2}, \\ \frac{1}{2} \ll \frac{\lambda_1}{\lambda_2} \ll \frac{w_{10}^2 n_{01}}{w_{20}^2 n_{02}}, \end{cases} \quad (4)$$

此处, 我们定义抽运光功率为 $P_{10} = \pi w_{10}^2 E_{10}^2$.

2) 当 $L_{\text{diff}1} \approx L_{n11}$ 且 $L_{n12} \leq L \leq L_{\text{diff}2}$ 时, 对抽运光而言, 自聚焦效应和衍射效应对光束影响的效果基本相同. 对弱探测光而言, 抽运光为其提供一个稳定的波导, 其具体传输特性和条件 1 相同. 在此条件下我们可以得到如下不等式组:

$$\begin{cases} P_{10} \approx \frac{\lambda_{10}^2}{8\pi n_{01} n_2}, \\ \frac{\lambda_1^2}{\lambda_2^2} \geq \frac{n_{01} w_{10}^2}{2n_{02} w_{20}^2}, \\ P_{10} \geq \frac{w_{10}^2 \lambda_2^2}{16\pi n_{02} n_2 w_{20}^2}. \end{cases} \quad (5)$$

此外, 当两束光的参数相同时, 存在如下关系: $L_{\text{diff}1} = L_{\text{diff}2} = L_{n11} = 2L_{n12}$. 弱探测光受到的非线性效应为抽运光的两倍, 此时抽运光传输保持不变而弱探测光在诱导非线性效应的作用下发生聚焦.

3) 当 $L \ll L_{\text{diff}1}$, $L \leq L_{n11}$ 且 $L_{n12} \leq L \leq L_{\text{diff}2}$ 时, 对抽运光而言, 衍射效应相对非线性效应来说可以忽略, 光束在非线性效应的影响下迅速聚焦. 但是随着抽运光的聚焦, 弱探测光受到的诱导非线性效应将逐步增强.

假设抽运光在传输过程中维持形状不变时, 其慢变包络振幅 E_1 是常量. 另外, 假设初始光场为旋转对称的, 在柱坐标系下可得到:

$$2k_2 i \frac{\partial E_2}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial E_2}{\partial r} + \frac{4k_2^2 n_2}{n_{02}} |E_1|^2 E_2 = 0. \quad (6)$$

定义复振幅 E_1 和 E_2 具有如下形式:

$$\begin{aligned} E_2(\mathbf{r}, z) &= A_2(\mathbf{r}, z) \exp[ik_2 S(\mathbf{r}, z)], \\ E_1(\mathbf{r}, z) &= A_1(\mathbf{r}, 0), \end{aligned} \quad (7)$$

其中 $A_2(\mathbf{r}, z)$ 和 $S(\mathbf{r}, z)$ 分别是弱探测光的振幅和相位函数, \mathbf{r} 是横向半径矢量, z 是探测光在介质中的

传输距离. 假设振幅和相位函数具有如下形式:

$$A_2^2(\mathbf{r}, z) = \frac{A_{20}^2}{w_2^2(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{w_{20}^2 w_2^2(z)}\right],$$

$$S(\mathbf{r}, z) = \beta(z) \frac{r^2}{2} + \phi(z), \quad (8)$$

式中, A_{20} 为入射探测光的初始中心振幅值, 而初始光强横截面的分布为高斯型, $w_2(z)$ 为探测光束的束宽函数, 并且:

$$\beta(0) = 0, \quad \phi(0) = 0, \quad w_2(0) = 1,$$

$$A_1^2(\mathbf{r}, 0) = A_{10}^2 \exp\left[\frac{r^2}{w_{10}^2}\right],$$

$$A_2^2(\mathbf{r}, 0) = A_{20}^2 \exp\left[\frac{r^2}{w_{20}^2}\right]. \quad (9)$$

将 (7)—(9) 式代入 (6) 式得到:

$$\frac{d^2 w_2}{dz^2} = \left(\frac{d\beta}{dz} + \beta^2\right) w_2$$

$$= \frac{1}{k_2^2 w_{20}^4 w_2^3} - \frac{4n_2 A_{10}^2}{n_{02} w_{10}^2} w_2,$$

$$\frac{d\beta}{dz} + \beta^2 = \frac{1}{k_2^2 w_{20}^4 w_2^4} - \frac{4n_2 A_{10}^2}{n_{02} w_{10}^2},$$

$$\frac{d\phi}{dz} = -\frac{1}{k_2^2 w_{20}^2 w_2^2} + \frac{2n_2 A_{10}^2}{n_{02}}. \quad (10)$$

定义 $\gamma = 4n_2/n_{02}$, 当 $d^2 w_2/dz^2 = 0$ 时, 可以得到当弱探测光临界聚焦时抽运光的强度值为 $A_{10p}^2 = w_{10}^2/(\gamma k_2^2 w_{20}^4)$, 其功率 $P_{crit1} = \frac{w_{10}^4 \lambda_2^2}{16\pi n_{02} n_2 w_{20}^4}$.

从 (10) 式解得:

$$w_2^2(z) = \left[\cos(\sqrt{b}z)\right]^2 + c \left[\sin(\sqrt{b}z)\right]^2,$$

$$\phi(z) = -\frac{1}{k_2} \arctan\left[\sqrt{c} \tan(\sqrt{b}z)\right] + \frac{1}{2} \gamma A_{10}^2 z,$$

$$\beta(z) = \frac{\sqrt{b}(c-1) \tan(\sqrt{b}z)}{1 + c \tan^2(\sqrt{b}z)}, \quad (11)$$

其中 $b = \gamma A_{10}^2/w_{10}^2$, $c = w_{10}^2/(\gamma k_2^2 A_{10}^2 w_{20}^4) = A_{10p}^2/A_{10}^2 = P_{crit1}/P_{10}$.

将 (11) 式代入 (8) 式, 可得 (6) 式解析解:

$$E_2(\mathbf{r}, z) = \frac{A_{20}}{w_2(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{2w_{20}^2 w_2^2(z)}\right]$$

$$\times \exp\left[ik_2 \left(\beta \frac{r^2}{2} + \phi\right)\right]. \quad (12)$$

另外, 对束宽函数求导可得弱探测光的焦点位置

$$z_f = \frac{\pi}{2\sqrt{b}} = \frac{\pi w_{10}}{2\sqrt{\gamma A_{10}^2}} = \frac{\pi^{3/2} w_{10}^2}{2\sqrt{\gamma P_{10}}}. \quad (13)$$

3 解的讨论

由于弱探测光的功率远小于自聚焦的临界功率, 其非线性效应可以忽略. 在衍射效应的影响下, 光束随着传输而不断展宽. 然而, 当两束光共同传输时, 由于抽运光的存在, 光场的总场强足以改变介质的折射系数, 而改变的折射系数又会反作用于弱探测光使其发生聚焦. (11) 式表明弱探测光的演化受抽运光功率和束宽的共同控制. 下面分析弱探测光束在不同条件下的演化特点.

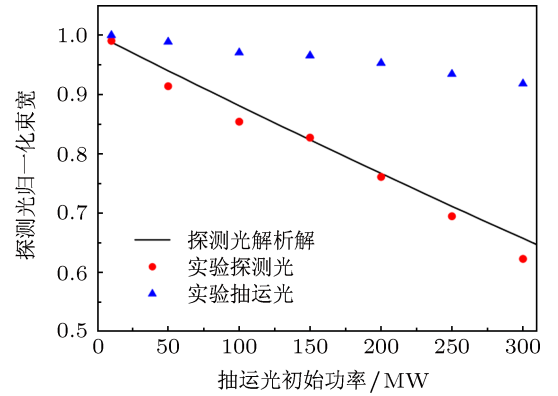


图 1 不同抽运光功率下弱探测光在相互作用 2 cm 后束宽的演化情况

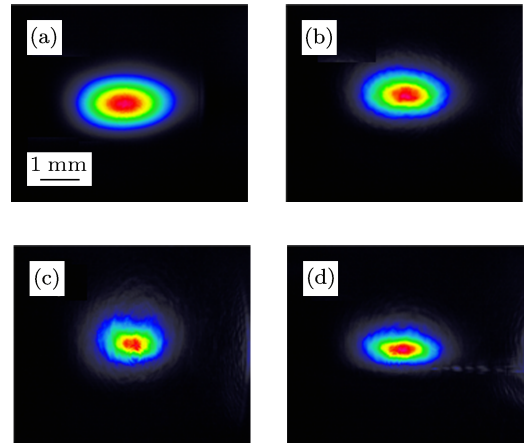


图 2 不同抽运光功率下弱探测光在相互作用 2 cm 后的截面图 (a) 初始情况; (b) 100 MW; (c) 200 MW; (d) 300 MW

图 1 显示了在不同抽运功率条件下弱探测光束宽的变化情况. 实验采用脉宽为 100 fs, 中心波长 800 nm, 重复频率为 1 kHz 的飞秒激光经过分光比为 90% 的分光镜后, 以小夹角共同经过 2 cm 的 CS₂ 液体, 抽运和探测光束的初始束宽为 1.5 mm, $\beta_{2j} = -5 \times 10^{-26} \text{ s}^2/\text{m}$. 色散长度 $L_{dj} = T_0^2/|\beta_{2j}|$ 为 20 cm, 远大于实验中相互作用长度, 满足理论分析的条件. 另外, 由于两束光的波长相同, 在同步的情

况下, 它们之间不存在群速度走离现象, 因此可以认为色散并不对实验造成影响. 我们选取的探测光初始功率为 0.1 倍自聚焦功率, 这样就避免了探测光自身聚焦的影响. 如图中显示, 原本随着传输距离增加而应展宽的弱探测光在抽运光的诱导作用下发生了聚焦, 而且随着强抽运光功率的不断提高, 弱探测光受到的诱导非线性效应越来越强. 图 2 显示了弱探测光在不同抽运光功率下传输 2 cm 的截面图.

当抽运光功率为 10 MW, 两光束共同传输不同距离后探测光束宽的变化情况如图 3 所示. 此处由于抽运光在传输 10 cm 后其自身发生了聚焦, 抽运光自身的强度增加, 提供给弱探测光的非线性效应比理论中的稍微强, 造成探测光聚焦比理论情况严重.

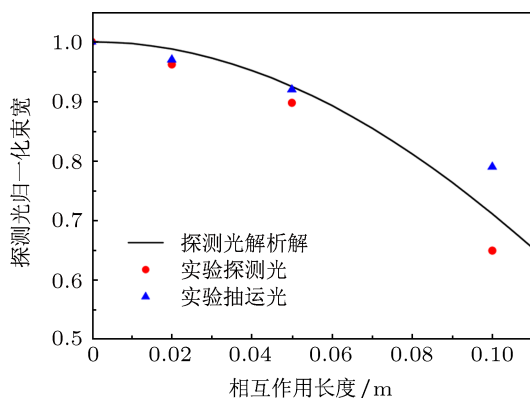


图 3 抽运光功率为 10 MW 下弱探测光束宽随相互作用长度的演化情况

从理论中可知, 除了初始抽运功率外, 抽运光初始束宽也能对探测光聚焦产生影响.

图 4 显示了在不同抽运光初始束宽下探测光束宽的演化情况, 该情况是在假设条件二的基础下, 即抽运光在传输过程中始终保持强度不变. 探测光初始束宽为 1.5 mm, 两束光其他参数都相同, 传输距离以探测光衍射长度归一化. 随着抽运光束宽的逐渐变小, 弱探测光聚焦越快速, 效果越明显. 随着光束不断被压缩, 光束受到的衍射效应越来越大, 在焦点位置处超过非线性效应使得光束重新展宽. 在非线性和衍射效应动态平衡中, 光束经历周期性的聚焦和散焦过程.

为了进一步探究诱导聚焦的效率, 下面讨论不同条件对探测光焦点位置的影响. 从 (13) 式可知, 探测光焦点位置仅受抽运光初始功率和束宽的影响. 图 5(a) 显示了不同初始抽运光功率对弱光焦点变化的影响, 随着抽运光功率的增加, 探测光焦点

位置成指数减小. 而随着抽运光初始束宽的增加, 弱探测光聚焦越来越慢, 焦点位置后移, 如图 5(b) 所示. 图中 η 为抽运光初始功率与弱探测光发生聚焦时抽运光需要的临界功率的比值, 而焦点位置则是以探测光衍射长度进行归一化后的结果.

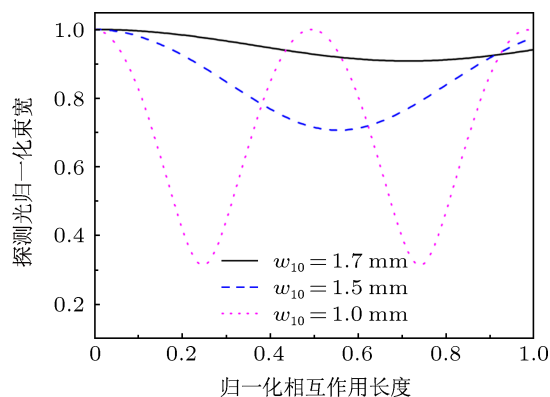


图 4 不同抽运光初始束宽下弱探测光束宽随相互作用距离的演化情况

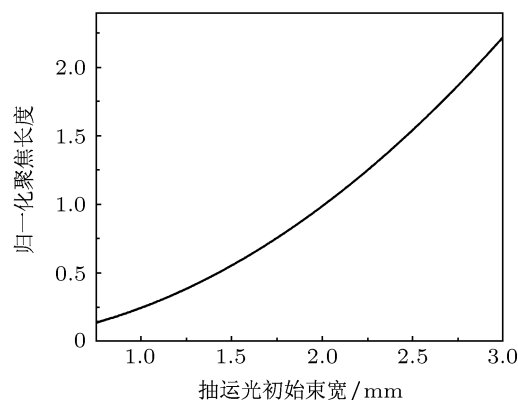
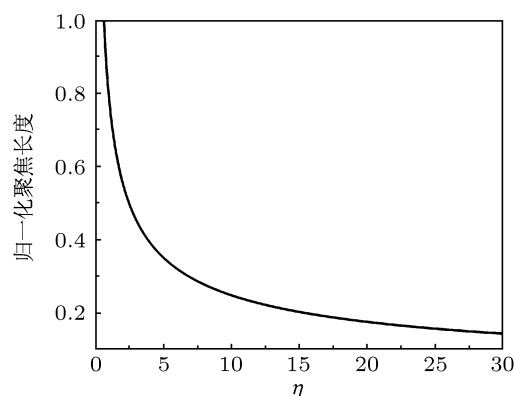


图 5 抽运光初始功率对探测光聚焦效率的影响

4 结论

本文从理论和实验研究了强光来控制弱光聚焦的方法, 该方法可以灵活地控制弱光的聚焦过程,

并对聚焦焦点位置达到有效控制. 当两束光束共同传输时, 利用强抽运光在相互作用时为弱探测光提供诱导非线性效应, 从而使弱探测光发生聚焦. 得到了在抽运光保持不变情况下探测光的解析解并在实验上得到了验证. 研究了如何在不同抽运光情

况下控制弱探测光聚焦过程. 由于条件的限制, 实验仅部分地验证了理论解, 但是文中利用强光去主动控制介质的折射率, 而通过改变的折射率来影响弱光聚焦的光控制光的方法在理论和工程上都存在巨大的价值.

-
- [1] Chiao R Y, Garmire E, Townes C H 1964 *Phys. Rev. Lett.* **13** 479
- [2] Shim B, Schrauth S E, Gaeta A L 2011 *Opt. Express* **19** 9118
- [3] Wang C H, Zhang L F, Fu X Q, Wen S C 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 6224 (in Chinese) [王灿华, 章礼富, 傅喜泉, 文双春 2010 物理学报 **59** 6224]
- [4] Luo Q, Xu H L, Hosseini S A, Daigle J F, Theberge F, Sharifi M, Chin S L 2006 *Appl. Phys. B* **82** 105
- [5] Houard A, Amico C D', Liu Y, Andre Y B, Franco M, Prade B, Mysyrowicz A, Salmon E, Pierlot P, Cleon L M 2007 *Appl. Phys. Lett.* **90** 171501
- [6] Amico C D', Houard A, Franco M, Prade B, Mysyrowicz A, Couairon A, Tikhonchuk V T 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 235002
- [7] Liu H, Fu X Q, Hou Y C, Deng J Q 2010 *Proc. of SPIE* **7843** 78430N
- [8] Rubenchik A M, Fedoruk M P, Turitsyn S K 2009 *Phys. Rev. Lett.* **102** 233902
- [9] Stegeman G I, Segev M 1999 *Science* **286** 1518
- [10] Manassah J T 1990 *Opt. Lett.* **15** 670
- [11] Li B, Lou S Q, Tan Z W, Su W 2012 *Acta Phys. Sin.* **61** 194203 (in Chinese) [李博, 娄淑琴, 谭中伟, 苏伟 2012 物理学报 **61** 194203]
- [12] Jiang X J, Li H G, Guo Q, Hu W 2005 *Acta Phys. Sin.* **53** 3771 (in Chinese) [江秀娟, 李华刚, 郭旗, 胡巍 2005 物理学报 **53** 3771]
- [13] Tian Y, Lui C Y, Guo Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1057 (in Chinese) [田野, 刘承宜, 郭旗 2002 物理学报 **51** 1057]
- [14] Hu W, Li H G, Guo Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 3771 (in Chinese) [胡巍, 李华刚, 郭旗 2004 物理学报 **53** 3771]
- [15] Shim B, Schrauth S E, Hensley C J, Vuong L T, Hui P, Ishaaya A A, Gaeta A L 2010 *Phys. Rev. A* **81** 061803
- [16] Shi L P, Li W X, Wang Y D, Lu X, Ding L, Zeng H P 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 095004
- [17] Zhou J, Ren H D, Feng Y P 2010 *Acta Phys. Sin.* **59** 3992 (in Chinese) [周俊, 任海东, 冯亚萍 2010 物理学报 **59** 3992]
- [18] Liao Q H, Zhang X, Xia Q, Yu T B, Chen S W, Liu N H 2013 *Acta Phys. Sin.* **62** 044220 (in Chinese) [廖清华, 张旋, 夏全, 于天宝, 陈淑文, 刘念华 2013 物理学报 **62** 044220]

Nonlinear focusing of weak beam by another high power laser*

Lin Feng Tan Chao Zhou Yuan Fu Xi-Quan[†]

(Key Laboratory for Micro/Nano Optoelectronic Devices of Ministry of Education, College of Information Science and Engineering, Hunan University, Changsha 410082, China)

(Received 4 February 2013; revised manuscript received 3 April 2013)

Abstract

In this paper, we theoretically and experimentally investigate the controllable nonlinear focusing of the weak laser beam on the basis of the induced nonlinear effects by another strong pump laser beam. When couple laser beams co-propagate in the Kerr medium, it is possible to change the refractive index by the pump beam, and the locally changing medium in turn modifies the weaker probe beam. Depending on cross-phase modulation theory, we obtain an exact analytical solution to the model under the approximate condition and qualitatively verify it in experiment. The results show that the weaker probe beam can be induced to focus at any position due to induced nonlinear effects from the stronger pump beam under certain conditions.

Keywords: induced focusing, self-focusing, nonlinear refractive index

PACS: 42.65.Sf, 42.65.Tg, 42.65.Jx

DOI: 10.7498/aps.62.144208

* Project supported by the Specialized Research Fund for the Doctoral Program of Higher Education of China (Grant No. 20110161110012) and the Natural Science Foundation of Hunan Province, China (Grant No. 12JJ7005).

[†] Corresponding author. E-mail: fuxiquan@gmail.com