

非局域平板波导中正交偏振双高斯光束的传输特性

陈荣泉¹ 王形华^{1,2} 徐志勇¹ 黎东波¹

(¹赣南师范学院物理与电子信息学院, 江西 赣州 341000; ²赣南师范学院光电子材料与技术研究所, 江西 赣州 341000)

摘要 用解析法研究了非局域非线性介质构成的平板波导中正交偏振、中心重合的双高斯光束的传输规律, 得到了两光束各参量的演化方程和两个临界功率, 其大小与耦合系数 m 和非局域程度有关。在无双折射的情形下, 当两光束初始束宽相等时, 临界功率也相等。当光束初始功率等于临界功率时, 得到了两个正交偏振的高斯型线偏振空间孤子, 其与介质的非局域程度无关。对于强非局域情形, 在无双折射条件下, 得到了光束各参量的演化解析表达式。当总功率等于临界功率, 而两光束功率不相等时, 得到了两个正交偏振的高斯型呼吸子, 功率大的光束束宽作周期压缩振荡, 功率小的光束束宽作周期展宽振荡。

关键词 非线性光学; 非局域平板波导; 解析法; 高斯光束

中图分类号 O436 文献标识码 A doi: 10.3788/CJL201441.s102004

Propagation Properties of Orthogonally Polarized Double Gaussian Beams in Nonlocal Planar Waveguides

Chen Rongquan¹ Wang Xinghua^{1,2} Xu Zhiyong¹ Li Dongbo¹

(¹ School of Physics and Electronic Information, Gannan Normal University, Ganzhou, Jiangxi 341000, China)
(² Institute of Optoelectronic Materials and Technology, Gannan Normal University, Ganzhou, Jiangxi 341000, China)

Abstract The propagation rules of double orthogonal polarization and coinciding centre Gaussian beams which propagate in nonlocal nonlinear planar waveguides are studied with analytical method. The evolution equations of two beam various parameters and two critical powers are obtained, the values of which relate to the coupling coefficient and the degree of nonlocality. In the case of the unique refraction, the critical powers of two beams are the same when the initial beam widths are equal to each other. When the initial power equals the critical power, two orthogonal polarization Gaussian linear spatial solitons are derived, which are irrelevant with the degree of nonlocality of the medium. For the strongly nonlocal case, under the condition of unique refraction, the analytical evolution expressions of various parameters of beams are obtained. When the total power is equal to the critical power, and the two beam powers are not the same, two orthogonal polarization Gaussian types of breathers are obtained, the higher power beam width compressing oscillates periodically and the lower power beam width broadening oscillates periodically.

Key words nonlinear optics; nonlocal planar waveguide; analytical method; Gaussian beam

OCIS codes 160.4330; 140.3295; 190.6135

1 引言

1997年, Snyder等^[1]提出强非局域线性 Snyder-Mitchell模型, 将非局域非线性薛定谔方程转化为容易处理的线性模型, 并得到了被称为“线性孤子”的孤子解析解。肖毅等^[2]用变分法研究了局域克尔型自聚焦介质平板波导中正交极化、中心重合的高斯

双光束的传输规律, 得到了两光束做类孤子互陷传输的条件, 分析了在平板波导的线性双折射为零以及不能忽略的两种情况下互陷传输的特点。叶莲等^[3]同样用变分法研究了弱非局域介质平板波导中正交偏振、中心重合的高斯双光束有双折射和无双折射情形时的传输规律。Kang等^[4]在 AlGaAs 平

收稿日期: 2013-10-20; 收到修改稿日期: 2013-11-13

基金项目: 江西省教育厅科技项目(GJJ11586)

作者简介: 陈荣泉(1986—), 男, 硕士研究生, 主要从非线性光学传输理论方面的研究。E-mail: jxgzcrq@163.com

导师简介: 王形华(1963—), 男, 教授, 主要从非线性光学传输理论方面的研究。E-mail: jxwxh@126.com

板波导中实现了马纳科夫型矢量空间孤子的传输,文献[5]对矢量光学孤子在双折射纤维中碰撞现象作了数值模拟,文献[6]从实验上观察到了平板波导矢量光孤子的涡旋现象。本文从非局域非线性薛定谔耦合方程出发,用解析法与数值模拟法研究非局域非线性介质构成的平板波导中正交偏振、中心重合的双高斯光束的传输规律,并讨论双光束初始功率、非局域程度等对其传输特性的影响,这对于进一

步探究非局域非相干^[7]光空间孤子的传输特性、相互作用规律,促进其应用具有重要的意义。

2 理论模型与光束束宽演化分析

2.1 理论模型

忽略损耗,非局域非线性介质构成的平板波导中两束同频率正交偏振的非相干光的传输可由如下非局域非线性薛定谔耦合方程描述^[8]:

$$i \frac{\partial \phi_1}{\partial z} + \mu_1 \frac{\partial^2 \phi_1}{\partial x^2} + \rho_1 \phi_1 \int_{-\infty}^{+\infty} R(x-x') [|\phi_1(x',z)|^2 + m |\phi_2(x',z)|^2] dx' = 0, \quad (1)$$

$$i \frac{\partial \phi_2}{\partial z} + \mu_2 \frac{\partial^2 \phi_2}{\partial x^2} + \rho_2 \phi_2 \int_{-\infty}^{+\infty} R(x-x') [|\phi_2(x',z)|^2 + m |\phi_1(x',z)|^2] dx' = 0, \quad (2)$$

$$R(x-x') = \frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma} \exp\left[-\frac{(x-x')^2}{\sigma^2}\right], \quad (3)$$

式中 ϕ_j ($j = 1, 2$, 下同) 分别为平板波导 TE 模和 TM 模的慢变振幅(下标 1 表示 TE 光束,下标 2 表示 TM 光束,下同), $\mu_j = 1/2k_j$, $\rho_j = k_j n_{2j}/n_{0j}$, k_j 是对应于 n_{0j} 的波数, $R(x-x')$ 为响应函数, σ 为响应函数的特征宽度, n_{0j}, n_{2j} 分别是非线性介质折射率的线性部分和非线性部分, m 为耦合系数, ρ_j 和 $m\rho_j$ 分别为自相位调制 (SPM) 和交叉相位调制 (XPM)^[9]。假设正入射正交偏振的双光束为高斯型, 并且中心重合, 即

$$\phi_1(x, z) = A_1 \exp\left[ic_1(z)x^2 + i\theta_1(z) - \frac{x^2}{2a_1(z)^2}\right], \quad (4)$$

$$\phi_2(x, z) = A_2 \exp\left[ic_2(z)x^2 + i\theta_2(z) - \frac{x^2}{2a_2(z)^2}\right], \quad (5)$$

式中 $A_j(z)$ ($j = 1, 2$) 为光束复振幅的大小, $\theta_j(z)$ 为相位, $a_j(z)$ 为光束束宽, $c_j(z)$ 为波前曲率。把(4)、(5)式代入(1)式和(2)式积分后,对 $\exp\{-x^2/[\sigma^2 + a_j^2(z)]\}$ 作泰勒展开近似取到二阶,考虑到实部、虚部系数要等于零,同时 x 的各项系数也要等于零,由此可得

$$\frac{da_1}{dz} - 4\mu_1 c_1 a_1 = 0, \quad (6)$$

$$\frac{dc_1}{dz} = \frac{\mu_1}{a_1^4} - 4\mu_1 c_1^2 - \frac{\rho_1 A_1^2 a_1}{(\sigma^2 + a_1^2)^{3/2}} - \frac{m\rho_2 A_2^2 a_2}{(\sigma^2 + a_2^2)^{3/2}}, \quad (7)$$

$$\frac{d\theta_1}{dz} = -\frac{\mu_1}{a_1^2} + \frac{\rho_1 A_1^2 a_1}{\sqrt{\sigma^2 + a_1^2}} + \frac{m\rho_2 A_2^2 a_2}{\sqrt{\sigma^2 + a_2^2}}, \quad (8)$$

$$\frac{da_2}{dz} - 4\mu_2 c_2 a_2 = 0, \quad (9)$$

$$\frac{dc_2}{dz} = \frac{\mu_2}{a_2^4} - 4\mu_2 c_2^2 - \frac{\rho_2 A_2^2 a_2}{(\sigma^2 + a_2^2)^{3/2}} - \frac{m\rho_1 A_1^2 a_1}{(\sigma^2 + a_1^2)^{3/2}}, \quad (10)$$

$$\frac{d\theta_2}{dz} = -\frac{\mu_2}{a_2^2} + \frac{\rho_2 A_2^2 a_2}{\sqrt{\sigma^2 + a_2^2}} + \frac{m\rho_1 A_1^2 a_1}{\sqrt{\sigma^2 + a_1^2}}. \quad (11)$$

考虑到两束光的入射功率 $P_1 = \int |\phi_1(x, z)|^2 dx = A_1^2 a_1 \sqrt{\pi}$, $P_2 = \int |\phi_2(x, z)|^2 dx = A_2^2 a_2 \sqrt{\pi}$, 由(6)、(7)、(9)、(10) 式得

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} = \frac{4\mu_1^2}{a_1^3} - \frac{4\mu_1 \rho_1 P_1 a_1}{\sqrt{\pi}(\sigma^2 + a_1^2)^{3/2}} - \frac{4\mu_1 a_1 m\rho_2 P_2}{\sqrt{\pi}(\sigma^2 + a_2^2)^{3/2}}, \quad (12)$$

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} = \frac{4\mu_2^2}{a_2^3} - \frac{4\mu_2 \rho_2 P_2 a_2}{\sqrt{\pi}(\sigma^2 + a_2^2)^{3/2}} - \frac{4\mu_2 m a_2 \rho_1 P_1}{\sqrt{\pi}(\sigma^2 + a_1^2)^{3/2}}. \quad (13)$$

假设两光束初始宽相等,均为 a_0 ,均从光腰入射,由(12)、(13)式可以导出两光束传输的临界功率分别为

$$P_{c1} = \frac{(\mu_2 \rho_1 m - \rho_2 \mu_1) \sqrt{\pi} (\sigma^2 + a_0^2)^{3/2}}{\rho_1 \rho_2 a_0^4 (m^2 - 1)}, \quad (14)$$

$$P_{c2} = \frac{(\mu_1 m \rho_2 - \rho_1 \mu_2) \sqrt{\pi} (\sigma^2 + a_0^2)^{3/2}}{\rho_1 \rho_2 a_0^4 (m^2 - 1)}. \quad (15)$$

2.2 光束束宽演化分析

对(12)、(13)式进行归一化得

$$\frac{d^2 y_1}{d\xi^2} = \frac{1}{y_1^3} - y_1 \frac{P_1}{P_{c1}} \left(\frac{\epsilon^2 + 1}{\epsilon^2 + y_1^2} \right)^{3/2} \frac{m/\gamma - 1}{m^2 - 1} - y_1 \frac{P_2}{P_{c2}} \frac{m(m-1/\gamma)}{m^2 - 1} \left(\frac{\epsilon^2 + 1}{\epsilon^2 + y_2^2} \right)^{3/2}, \quad (16)$$

$$\frac{d^2 y_2}{d\xi^2} = \frac{1}{y_2^3} \left[\frac{1}{y_2^3} - y_2 \frac{P_2}{P_{c2}} \left(\frac{\epsilon^2 + 1}{\epsilon^2 + y_2^2} \right)^{3/2} \frac{\gamma m - 1}{m^2 - 1} - y_2 \frac{P_1}{P_{c1}} \frac{m(m-\gamma)}{m^2 - 1} \left(\frac{\epsilon^2 + 1}{\epsilon^2 + y_1^2} \right)^{3/2} \right], \quad (17)$$

式中 $y_j = a_j/a_0$ 为双光束束宽, $\xi = z/k_j a_0^2$, $\gamma = k_2/k_1$, $\epsilon = \sigma/a_0$. 当 $\gamma = 1$ 时,即没有双折射时, P_{c1} 和 P_{c2} 都等于 P_c ,在初始条件 $y_j(0) = 1$, $dy_j/d\xi|_{\xi=0} = 0$ ($j = 1, 2$) 条件下,(16)、(17)式的解如图 1~3 所示。

由图 1 可得, $\gamma = 1, m = 0.6$ 时,在 $\epsilon = 0$ (局域), $\epsilon = 1$ (一般非局域) 和 $\epsilon = 10$ (强非局域) 等不同程度非局域介质中,只要保持 $P_1 + P_2 = 2P_c$ 恒定,无论 P_1 和 P_2 的比值怎样,两光束束宽都与初始宽相等,说明只要两光束以临界功率入射,非局域程度不同时都可以形成两个正交偏振空间光孤子。

由图 2 可得, $\gamma = 1, m = 0.6, \epsilon = 1$ (一般非局域),保持 $P_1 + P_2 = 2P_c$ 恒定,但 P_1 不等于 P_2 时,两光束的入射功率相差不大时,都可以形成呼吸子;当入射功率相差较大时,功率大的光束束宽作周期性压缩振荡,功率小的光束束宽作准周期振荡,存在局部压缩情形,但整体展宽,并且功率相差越大,振荡范围也越大。

由图 3 可得, $\gamma = 1, m = 0.6, P_1/P_2 = 9$ 时,只有强非局域情形,两束光才能形成呼吸子。功率大的光束束宽作周期性压缩振荡,功率小的光束束宽作周期性展宽振荡,且功率大的光束束宽振荡的周期比功率小的光束束宽振荡的周期小。

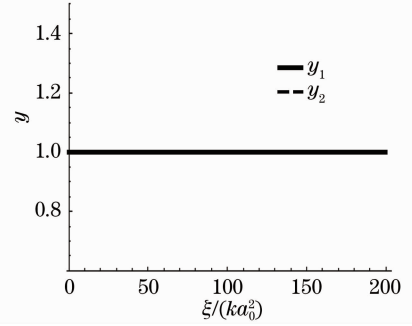


图 1 $\gamma = 1, m = 0.6, P_1 = P_2 = P_c, \epsilon$ 为任意值时,双光束束宽的演化规律

Fig. 1 Evolution rules of beam width of double beams when $\gamma = 1, m = 1, P_1 + P_2 = 2P_c$, and ϵ is arbitrary

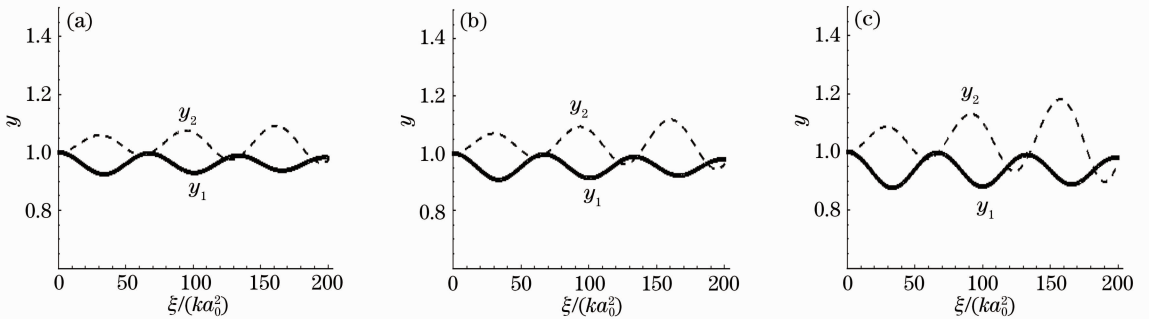


图 2 $\gamma = 1, m = 0.6, \epsilon = 1$, (a) $P_1/P_2 = 3$, (b) $P_1/P_2 = 4$ 和 (c) $P_1/P_2 = 9$ 时,双光束束宽的演化规律

Fig. 2 Evolution rules of beam width of double beams when $\gamma = 1, m = 0.6, \epsilon = 1$, (a) $P_1/P_2 = 3$, (b) $P_1/P_2 = 4$, and (c) $P_1/P_2 = 9$

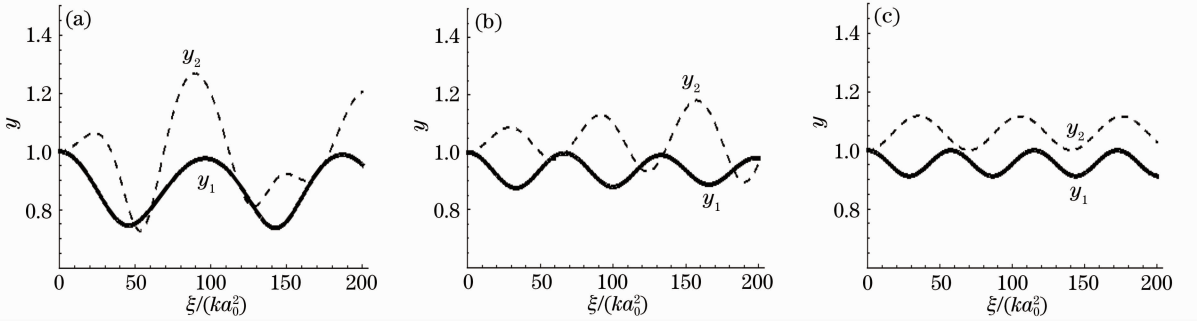


图 3 $\gamma=1, m=0.6, P_1/P_2=9$, (a) $\epsilon=0$, (b) $\epsilon=1$ 和 (c) $\epsilon=10$ 时, 双光束束宽的演化规律

Fig. 3 Evolution rules of beam width of double beams when $\gamma=1, m=0.6, P_1/P_2=9$, (a) $\epsilon=0$, (b) $\epsilon=1$ and (c) $\epsilon=10$

3 强非局域介质情形时光束的演化规律

对于强非局域介质 $\sigma \gg a$, 假定其同时为各向同性介质, 即无双折射现象时, $\mu_1 = \mu_2 = \mu, \rho_1 = \rho_2 = \rho, k_1 = k_2 = k$, (12)、(13) 式可以简化为

$$\frac{d^2 a_1}{dz^2} = \frac{4\mu^2}{a_1^3} - \frac{4\mu\rho A_1^2 a_1^2}{\sigma^3} - \frac{4\mu a_1 m\rho A_2^2 a_2}{\sigma^3}, \quad (18)$$

$$\frac{d^2 a_2}{dz^2} = \frac{4\mu^2}{a_2^3} - \frac{4\mu\rho A_2^2 a_2^2}{\sigma^3} - \frac{4\mu a_2 m\rho A_1^2 a_1}{\sigma^3}. \quad (19)$$

两光束的临界功率趋于一致, 由(18)、(19)式可以求出其临界功率为

$$P_c = P_{c1} = P_{c2} = \frac{\mu\sqrt{\pi}\sigma^3}{\rho a_0^4(m^2 + 1)}. \quad (20)$$

求解(18)、(19)式可得光束各参量的演化规律为

$$a_1^2 = a_0^2 \left[g_1 \sin^2 \left(\sqrt{\frac{1}{k^2 g_1 a_0^4}} z \right) + \cos^2 \left(\sqrt{\frac{1}{k^2 g_1 a_0^4}} z \right) \right], \quad (21)$$

$$a_2^2 = a_0^2 \left[g_2 \sin^2 \left(\sqrt{\frac{1}{k^2 g_2 a_0^4}} z \right) + \cos^2 \left(\sqrt{\frac{1}{k^2 g_2 a_0^4}} z \right) \right], \quad (22)$$

$$c_1 = \frac{(g_1 - 1) \sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_1 k^2}} \sin \left(2 \sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_1 k^2}} z \right)}{8\mu \left[\cos^2 \left(\sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_1 k^2}} z \right) + g_1 \sin^2 \left(\sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_1 k^2}} z \right) \right]}, \quad (23)$$

$$c_2 = \frac{(g_2 - 1) \sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_2 k^2}} \sin \left(2 \sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_2 k^2}} z \right)}{8\mu \left[\cos^2 \left(\sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_2 k^2}} z \right) + g_2 \sin^2 \left(\sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_2 k^2}} z \right) \right]}, \quad (24)$$

$$\theta_1 = -\frac{1}{2} \arctan \left[\sqrt{g_1} \tan \left(\sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_1 k^2}} z \right) \right] + \frac{\rho}{\sqrt{\pi}\sigma} (mP_2 + P_1) z, \quad (25)$$

$$\theta_2 = -\frac{1}{2} \arctan \left[\sqrt{g_2} \tan \left(\sqrt{\frac{1}{a_0^4 g_2 k^2}} z \right) \right] + \frac{\rho}{\sqrt{\pi}\sigma} (mP_1 + P_2) z, \quad (26)$$

式中 $g_1 = \frac{(m+1)P_c}{mP_2 + P_1}, g_2 = \frac{(m+1)P_c}{mP_1 + P_2}$ 。

两束初始相位相同的正交偏振的线偏振光束可以合成为一束偏振光, 一般情形下, 两束光在传输过程中, 由于相移不一样, 振幅也不一样, 其合光束的偏振态将由初始为线偏振光转化为椭圆偏振光。但孤子情形时, 由于两束光的相移一样, 在传输过程中, 依旧可以保持其线偏振态不变。

4 强非局域情形束宽数值解和近似解析解的比较

分步傅里叶算法^[10]是模拟光束传输最常用的算法,因此也被称为光束传输算法。利用这一算法模拟所得数值解和得到的近似解析解进行比较,具体情况如图4、5所示。

从图4可知,在非局域程度较低时,近似解析解与数值解存在一定的误差,随着介质非局域程度的增大,近似解析解与数值解越来越趋于一致,其原因为近似模型是针对强非局域情形简化的,所以对于介质非局域程度不是很强时(一般非局域情形, $\epsilon < 5$)存在

一定的误差,在强非局域情形($\epsilon \geq 10$)时,则较好得接近一致。

从图5可知,对于强非局域介质情形,在总功率为 $2P_c$, 两光束功率不相等时,功率小的光束束宽将作周期性展宽振荡,功率大的光束束宽将作周期性压缩振荡,功率相差越大,振荡范围也越大。进一步分析发现,随着两光束功率比的变化,功率大的光束,其束宽振荡周期随其功率增大而变小,功率小的光束,其束宽振荡周期随其功率减小而变大,并且近似解与数值解较好地趋于一致。

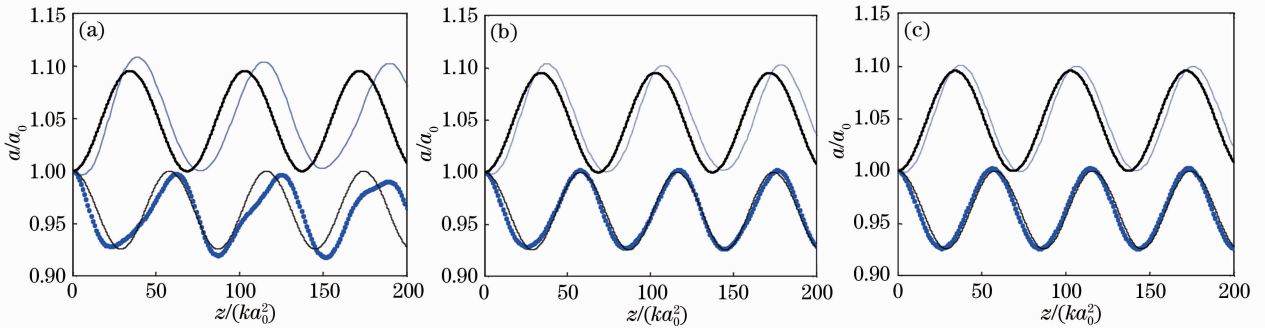


图4 总功率为 $2P_c$, $P_1/P_2=5$, $m=0.6$, (a) $\epsilon=3$, (b) $\epsilon=5$ 和 (c) $\epsilon=10$ 时,两光束束宽解析解(实线)和数值解(点线)
Fig. 4 Analytical solutions (solid lines) and numerical solutions (dotted lines) of two light beam widths when total power is $2P_c$, $P_1/P_2=3$, $m=0.6$, (a) $\epsilon=3$, (b) $\epsilon=5$ and (c) $\epsilon=10$

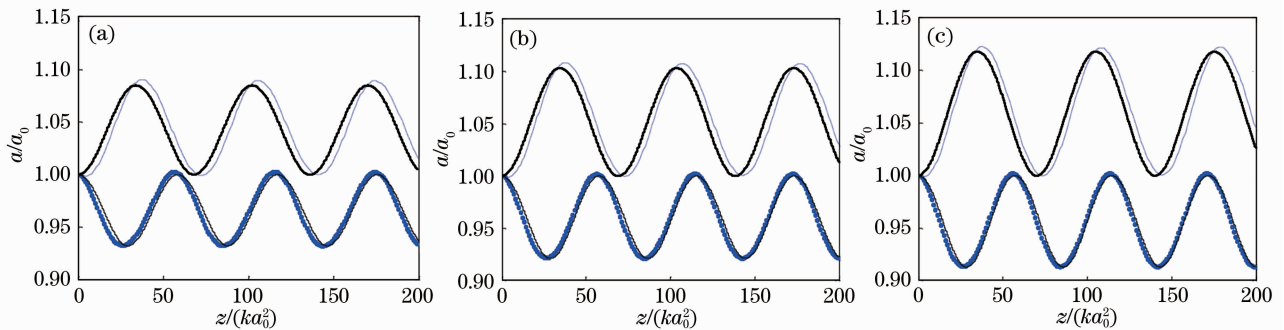


图5 总功率为 $2P_c$, $m=0.6$, $\epsilon=10$, (a) $P_1/P_2=4$, (b) $P_1/P_2=6$ 和 (c) $P_1/P_2=9$ 时,两光束束宽解析解(实线)和数值解(点线)

Fig. 5 Analytical solutions (solid lines) and numerical solutions (dotted lines) of two light beam widths when total power is $2P_c$, $m=0.6$, $\epsilon=10$, (a) $P_1/P_2=4$, (b) $P_1/P_2=6$ and (c) $P_1/P_2=9$

5 结 论

从非局域非线性薛定谔耦合方程出发,用解析法和数值模拟法研究了非局域非线性介质构成的平板波导中正交偏振、中心重合的双高斯光束的传输规律,得到了光束各参量的演化方程和两个临界功率,其大小与耦合系数 m 和非局域程度 ϵ 有关。对于各向同性非局域非线性介质,即无双折射的情形,

$\gamma=1$,当两束光除偏振正交外,其他情形一样时,两个临界功率相等。在此基础上,当光束初始功率等于临界功率时,得到了两个偏振正交的高斯型线偏振空间,其与介质的非局域程度无关。对于强非局域情形($\epsilon \geq 10$),近似解析解与数值模拟较好地接近一致,在无双折射条件下,得到了光束各参量的演化解析表达式。当总功率为 $2P_c$, 两光束功率不相等

时,得到两个正交偏振的高斯型光束束宽分别作周期性压缩振荡和展宽振荡,并且功率相差越大,振荡范围也越大。

参 考 文 献

- 1 A W Snyder, D J Mitchell. Accessible solitons[J]. Science, 1997, 276(5318):1538-1541.
- 2 Xiao Yi, Guo Qi. The mutually-trapped propagation of orthogonally polarized beam pair in planar waveguides[J]. Acta Physica Sinica, 2005, 54(11): 5201-5209.
肖 毅, 郭 旗. 平板波导中正交极化的双光束的“互陷”传输[J]. 物理学报, 2005, 54(11): 5201-5209.
- 3 Ye Lian, Xie Kang. The polarization coupling of spatial solitons in weakly nonlocal nonlinear media [J]. Optoelectronic Technology, 2008, 28(2): 116-119.
叶 莲, 谢 康. 弱非局域空间光孤子的偏振耦合[J]. 光电子技术, 2008, 28(2): 116-119.
- 4 J U Kang, G I Stegeman. Observation of Manakov spatial solitons in AlGaAs planar waveguides[J]. Phys Rev Lett, 1996, 76(20): 3699-3702.
- 5 Sun Jianqiang, Qin Mengzhao, Wei Hua, *et al.*. Numerical simulations of collision behaviors of optical solitons in birefringent fibres[J]. Commun Nonlinear Sci, 2009, 14(4): 1259-1266.
- 6 Y V Izdebskaya, J Rebling, A S Desyatnikov, *et al.*. Observation of vector solitons with hidden vorticity[J]. Opt Lett, 2012, 37(5): 767-769.
- 7 Huang Chunfu, Zhao Zhifang. Incoherently coupled multi-color vector solitons in strongly nonlocal nonlinear media[J]. J Mod Opt, 2009, 56(7): 940-945.
- 8 Shen Ming, Chen Xi, Shi Jielong, *et al.*. Incoherently coupled vector dipole soliton pairs in nonlocal media[J]. Opt Commun, 2009, 282(24): 4805-4809.
- 9 Yang Shiyun. Investigation on Two Applications of Self Phase Modulation Cross-Phase Modulation in Photonic Crystal Fibers [D]. Beijing: Beijing University of Posts and Telecommunications, 2009. 3-6.
杨世云. 光子晶体光纤中 SPM 和 XPM 的两种应用研究[D]. 北京: 北京邮电大学, 2009. 3-6.
- 10 Wang Jiandong. Spatial Optical Solitons[D]. Hefei: University of Science and Technology of China, 2006. 88-89.
王建东. 空间光孤子[D]. 合肥: 中国科学技术大学, 2006. 88-89.

栏目编辑: 史 敏