

强非局域介质中部分非相干孤子的自陷特性

孔 茜, 施解龙, 申 明, 王 奇

(上海大学理学院物理系, 上海 200444)

摘要: 本文研究了随机反应的强非局域介质中部分非相干线性孤子的传输特性, 基于线性传输方程和互谱密度理论, 得到了此类非相干线性孤子的解析表达式。入射光束的功率以及光束的相干特性决定了孤子半径的表达式。在强非局域介质中光束的传输模式是线性的, 因此孤子的形成过程中不存在一个非相干的阈值。本文详细讨论了孤子进行线性谐振时的光束半径以及光束相干特性的演化过程。

关键词: 无线电物理; 非相干孤子; 强非局域介质; 互相干函数法

中图分类号: O437 **文献标识码:** A **文章编号:** 1674-2850(2008)08-0745-8

Partially incoherent accessible solitons in strongly nonlocal media

KONG Qian, SHI Jielong, SHEN Ming, WANG Qi

(Department of Physics, College of Science, Shanghai University, Shanghai 200444)

Abstract: This paper studies the propagation of incoherent accessible solitons in strongly nonlocal media with arbitrary response function. Based on the linear propagation equation and the mutual coherence function approach, an exact analytical solution of such incoherent accessible solitons is obtained. The solitons radius is related to the total power as well as the coherence characteristics of the incoherent beam. The result shows that there is not a threshold for incoherent solitons exist in strongly nonlocal media because the model is linear. Evolution behaviors of the solitons width and the coherence radius are also described when the solitons undergo linear harmonic oscillation.

Key words: radio physics; incoherent solitons; strongly nonlocal media; mutual coherence function approach

0 引言

非局域光孤子的理论和实验研究为非线性光学开辟了新的方向。非局域特性是许多物理体系中普遍存在的现象, 比如等离子体^[1]、原子气体^[2]以及玻色—爱因斯坦凝聚^[3]等。与局域非线性介质不同, 非局域非线性介质某一点处的折射率变化不仅与此点处的光强有关, 而且还与此点周围某个范围内的光强分布有关。大量研究工作表明, 非局域特性在相干以及非相干孤子的形成过程中起着不可忽视的作用, 非局域光孤子的传输特性引起了人们的广泛关注^[4]。弱非局域介质中解析的孤子解^[5]、非局域暗孤子的相互吸引^[6~7]以及非局域光孤子的调制非稳^[8~10]都得到了研究。人们还研究了孤子在非局域非线性光晶格中的传输特性^[11~12]。非局域的涡旋孤子^[13]和非局域旋转的偶极子孤子^[14]以及向列液晶中的离散孤子^[15]都得到了研究。最近, 实验中还首次观察到了相干的椭圆孤子和涡旋孤子在无限大非局域介质中的自陷^[16]。

孤子在强非局域介质中的传输同样得到了人们的广泛关注。SNYDER 和 MITCHELL 首次提出了孤子在强非局域介质中传输的理论模型, 他们将孤子简化为线性的谐振(线性孤子)^[17~18]。孤子在强非局域中的传输特性也得到了实验验证, 向列液晶有着很强的非局域非线性的响应^[19], 实验中可以用来观察线性孤子^[20]。向列液晶同时有很强的非瞬时非线性响应, 可以实现非相干光束的稳定传

基金项目: 高等学校博士学科点专项科研基金 (20060280007)

作者简介: 孔茜 (1983—), 女, 硕士研究生, 主要研究方向: 非线性光学

通信联系人: 王奇, 教授, 主要研究方向: 非线性导波, E-mail: qwang@shmec.gov.cn

输^[21~22]。非相干孤子也可以存在于瞬时反应的非局域介质中，这是一类新型的孤子^[23]。

本文研究了随机反应的强非局域介质中部分非相干线性孤子的传输特性，应用互相干函数理论^[24]，得到了此类非相干线性孤子的解析表达式。入射光束的功率以及光束的相干特性共同决定了孤子的传播行为。笔者还发现在强非局域介质中，孤子的形成过程不存在一个非相干的阈值，这是因为光束的传输模式是线性的。当入射光束的功率不等于孤子稳定传输时的临界值时，非相干光束将会产生线性的谐振，相关特性通过数值计算的方法做了详细讨论。

1 强非局域介质中非相干光束的传输模式

考虑一束两维的部分非相干光束在一强非局域非瞬时非线性 Kerr 型介质中传播。介质的折射系数为 $n^2 = n_0^2 + 2n_0\delta n(I)$ ，其中， n_0 为介质的线性折射系数； $\delta n(I) = \int R(\vec{r} - \vec{r}') I(\vec{r}', z) d\vec{r}'$ 为非线性非局域 Kerr 介质中的非线性折射系数； $\int d\vec{r} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} dx dy$ ， R 为介质圆对称的非局域反应函数； I 为光束强度。在这些条件下，光束满足传播方程

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 u + \frac{k}{n_0} u \int R(\vec{r} - \vec{r}') |u(\vec{r}', z)|^2 d\vec{r}' = 0 \quad (1)$$

其中， $u(\vec{r}, z)$ 为光束振幅； $k = k_0 n_0$ ， $k_0 = 2\pi/\lambda$ 是真空中波矢量； ∇_{\perp} 为两维的横向拉普拉斯算符。在强非局域介质中，非局域函数的宽度远远大于光束宽度，可以将 $R(\vec{r} - \vec{r}')$ 在 $\vec{r}' = \vec{r}$ 处对 \vec{r} 进行泰勒级数展开并取到两级^[25~26]，式 (1) 改写为

$$i \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 u + \frac{k}{n_0} R_0 P_0 u - \frac{k}{2n_0} \gamma P_0 r^2 u - \frac{k}{2n_0} \gamma u \int r'^2 |u(\vec{r}', z)|^2 d\vec{r}' = 0 \quad (2)$$

这里， $P_0 = \iint |u(\vec{r}, z)|^2 dx dy$ 为入射光束的功率， $R_0 = R(\vec{r})|_{r=0}$ 是 $R(\vec{r})$ 的最大值， $\gamma = -R^{(2)}(\vec{r})|_{r=0} > 0$ ($R^{(2)}(0) < 0$ ，因为 R_0 是 $R(\vec{r})$ 的最大值)。因为强非局域介质的非局域反应函数的宽度远远大于光束的宽度，或者说光束的宽度近似等于零，那么式 (2) 的最后一项对于光束的传输以及相位的变化没有影响^[26]。为了方便处理问题，忽略掉方程最后一项并令 $u(\vec{r}, z) = \Psi(\vec{r}, z) \exp[i(k/n_0)R_0 P_0 z]$ ，代入式 (2) 可得光束传输的类线性模型^[17]

$$i \frac{\partial \Psi}{\partial z} + \frac{1}{2k} \nabla_{\perp}^2 \Psi - \frac{k}{2n_0} \gamma P_0 r^2 \Psi = 0 \quad (3)$$

实际上，式 (3) 仍然是一个非线性方程，只是在数学处理方法上是线性的。

光束的相干特性可以用相干函数 $B(\vec{r}_1, \vec{r}_2, z) = \langle \Psi(\vec{r}_1, z) \Psi^*(\vec{r}_2, z) \rangle$ 来描述， $I(\vec{r}, z) = B(\vec{r}, \vec{r}, z)$ 表示光束强度。相干函数满足下面的方程

$$i \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{1}{2k} [\nabla_{\perp 1}^2 - \nabla_{\perp 2}^2] B + \frac{k}{2n_0} \gamma P_0 (r_2^2 - r_1^2) B = 0 \quad (4)$$

其中， $\nabla_{\perp j}^2 = \partial^2/\partial x_j^2 + \partial^2/\partial y_j^2$ ， $j = 1, 2$ 。此外，定义两个新的空间坐标 \vec{p} 和 \vec{q}

$$\vec{p} = \frac{1}{2}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2), \quad \vec{q} = \vec{r}_1 - \vec{r}_2 \quad (5)$$

在新的空间坐标下，式 (4) 改写为

$$i \frac{\partial B}{\partial z} + \frac{1}{k} \vec{\nabla}_{\vec{p}} \cdot \vec{\nabla}_{\vec{q}} B - \frac{k}{n_0} \gamma P_0 \vec{p} \cdot \vec{q} B = 0 \quad (6)$$

式 (6) 有着 Gaussian-Schell 形式的解

$$B(\vec{p}, \vec{q}, z) = A(z) \exp\left(-\frac{p^2}{W^2(z)} - \frac{q^2}{Q^2(z)} + i\vec{p} \cdot \vec{q} \theta(z)\right) \quad (7)$$

这里 $p^2 = |\vec{p}|^2$, $q^2 = |\vec{q}|^2$, $A(z)$ 和 $\theta(z)$ 表示相干函数的振幅和相位, $W(z)$ 和 $Q(z)$ 是光束的宽度和有效相干半径且满足下列关系式

$$\frac{1}{Q^2(z)} = \frac{1}{r_c^2(z)} + \frac{1}{4W^2(z)} \quad (8)$$

其中, $r_c(z)$ 为光束的相干半径, 光束的初始条件 ($z=0$) 满足 $A(0) = A_0$, $W(0) = W_0$, $Q(0) = Q_0$, $r_c(0) = r_{c0}$ 以及 $\theta(z=0) = 0$ 。在非局域介质中, 非局域特性可以消减光束的灾难性塌陷^[25], 所以 Gaussian-Schell 形式的非相干光束也可以非线性 Kerr 介质中稳定传播。将式 (7) 代入式 (6), 合并同类项, 根据实部可以得到参量 θ 满足方程

$$\frac{1}{k} \frac{d\theta}{dz} = \frac{1}{k^2} \frac{4}{Q^2 W^2} - \frac{\theta^2}{k^2} - \frac{\gamma P_0}{n_0} \quad (9)$$

根据虚部可以得到参量 A 、 W 以及 Q 满足方程

$$\frac{dA}{dz} = -\frac{2}{k} A \theta \quad (10)$$

$$\frac{dW}{dz} = -\frac{1}{k} W \theta \quad (11)$$

$$\frac{dQ}{dz} = -\frac{1}{k} Q \theta \quad (12)$$

根据式 (11) 和 (12) 得到

$$Q(z)/W(z) = Q(0)/W(0) = Q_0/W_0 \quad (13)$$

表明光束在传输过程中, 相干半径随着光束宽度的增大 (减小) 而增大 (减小)。结合方程 (10) 和 (11) 可得 $A(z) = [W_0/W(z)]^2 A_0$, 且光束在传输过程中总功率保持不变。最后, 根据式 (9) 和 (11) 可得光束宽度的演化方程

$$\frac{d^2 W}{dz^2} - \frac{4}{k^2} \frac{W_0^2}{W^3 Q_0^2} + \frac{\gamma P_0}{n_0} W = 0 \quad (14)$$

光束的初始条件 ($z=0$) 满足 $dW/dz|_{z=0} = 0$, 积分式 (14) 一次, 可得

$$\left[\frac{dW}{dz}\right]^2 + \frac{4}{k^2 Q_0^2} \left[\frac{W_0^2}{W^2(z)} - 1\right] + \frac{\gamma P_0}{n_0} [W^2(z) - W_0^2] = 0 \quad (15)$$

如果令 $V(W) = \frac{4}{k^2 Q_0^2} \left[\frac{W_0^2}{W^2(z)} - 1\right] + \frac{\gamma P_0}{n_0} [W^2(z) - W_0^2]$ 表示孤子的势阱, 那么式 (15) 描述了经典场中有效粒子在势阱 $V(W)$ 中运动的牛顿方程。图 1 表示的是非相干线性孤子的非对称的势阱示意图, 初始参量为: $Q_0 = 5 \mu\text{m}$, $n_0 = 3.0$, $k = 3 \times 10^7$, $W_0 = 10 \mu\text{m}$ 。此外, 图 1 (a) 中光束的入射功率为 $P_0 = 5 \times 10^{-3} \text{ W}$, 图 1 (b) 中 $\gamma = 2.5 \times 10^9$ 。假设介质的非局域反应函数满足高斯形式^[25]

$$R(\vec{r}) = \frac{1}{2\pi\sigma^2} \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{2\sigma^2}\right) \quad (16)$$

那么, $\gamma = 1/2\pi\sigma^4$, 这里 σ 为非局域反应函数的宽度, 决定了非局域强度的大小。如图 1 所示, 势阱的

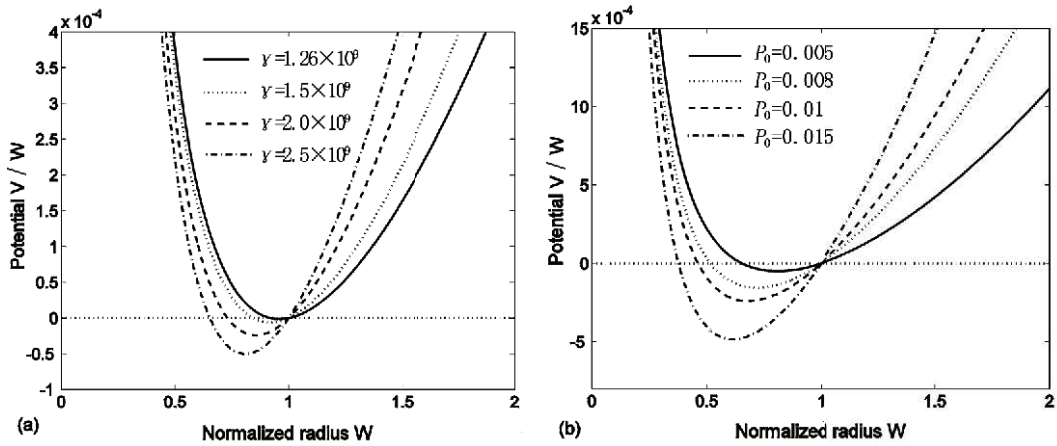


图1 强非局域介质中光束的势阱 $V [W(z)]$ 示意图

当 $\gamma = 2.5 \times 10^9$ 时, $\sigma = 283W_0$; 当 $\gamma = 1.26 \times 10^9$ 时, $\sigma = 335W_0$,
非局域反应函数的宽度远远大于光束的宽度, 满足强非局域介质的限制

Fig. 1 Potential $V [W(z)]$ in a strongly nonlocal nonlinear media for different values of γ and incident power P .
When $\gamma = 2.5 \times 10^9$, $\sigma = 283W_0$, and $\gamma = 1.26 \times 10^9$, $\sigma = 335W_0$, which can satisfy the condition that the width of the nonlocal response function should be much larger than the beam width in strongly nonlocal media

最小值和宽度随着非局域强度的增大 (σ 增大, γ 减小) 而增大, 随着入射功率的增大而减小。

2 强非局域介质中的非相干孤子

令 $\left[\frac{\partial V(W)}{\partial W} \right] \Big|_{W(z)=W_0} = 0$ 可得到稳定传输的非相干线性孤子

$$W_0^2 = \frac{4n_0}{k^2 \gamma P_0 Q_0^2} \quad (17)$$

则孤子稳定传输时的临界功率为

$$P_c = \frac{4n_2}{k^2 \gamma W_0^2 Q_0^2} \quad (18)$$

这个临界功率是由光束宽度、非局域的反应函数以及光束的相干特性共同决定的。根据式 (8) 和 (17) 可得非相干线性孤子的半径表达式

$$W_0^2 = \frac{2n_0}{k^2 \gamma P_0 r_{c0}^2} + \sqrt{\left[\frac{2n_0}{k^2 \gamma P_0 r_{c0}^2} \right]^2 + \frac{n_0}{k^2 \gamma P_0}} \quad (19)$$

从式中可以看出, 光束的入射功率和相干特性共同决定了孤子半径的变化行为。式 (14) 中, 令 $W(z) = W_0$, 也可以得到式 (17) 和 (19)。

图 2 (a) 描述了不同相干特性下非相干线性孤子半径随入射功率变化的示意图。从图中可以看出, 在相干特性确定的情况下, 孤子半径随着入射功率的增大而减小。当相干半径增大时, 孤子半径相应的会减小, 这是因为孤子的相干半径增大时, 光束的相干性会越来越好而衍射效应将会减弱。在完全相干的限制条件 $r_{c0} = \infty$ 下, 可得强非局域介质中相干线性孤子的半径为

$$W_0^2 = \sqrt{\frac{n_0}{k^2 \gamma P_0}} \quad (20)$$

那么相干线性孤子的临界功率为 $P'_c = n_0 / (k^2 \gamma W_0^4)$ ，这个结果和 Snyder-Mitchell 得到的结论是一致的^[17]。图 2 (b) 描述了不同入射功率下非相干线性孤子半径随相干特性变化的示意图。如图 2 所示，孤子半径随着入射功率和相干半径的增大而减小。此外，对于任意值的入射功率都存在同一个非相干的阈值 $r_{c0} = 0$ ，在此处孤子不能够存在。但是相干半径等于零是一种极端理想的情况，这样的光束根本不存在。非相干孤子在强非局域介质中传输是不存在非线性阈值的，这和以前讨论过的非相干孤子是不同的^[27]。这是因为在强非局域介质中光束的传输模式是线性的，所以不会存在这样一个非线性阈值。

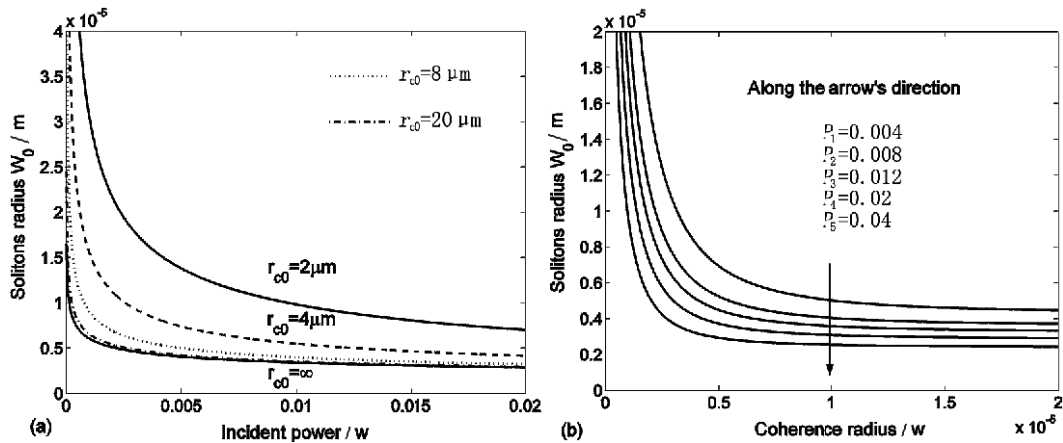


图 2 非相干线性孤子半径随着入射功率 (a) 和相干半径 (b) 变化的曲线示意图
初始参量为 $n_0 = 3.0$ 、 $k = 3 \times 10^7$ 以及 $\gamma = 2.5 \times 10^9$

Fig. 2 Width of incoherent accessible solitons as a function of the incident power (a) and the coherence radius (b)
The initial parameters are $n_0 = 3.0$, $k = 3 \times 10^7$, and $\gamma = 2.5 \times 10^9$

3 非相干线性孤子的线性谐振

当光束的入射功率不满足孤子传输的稳定条件 (式 (18)) 时，非相干的线性孤子将会产生线性的谐振。令 $W(z)/W_0 = Y(z)$ 并改写式 (15) 为

$$\left(\frac{dY}{dz}\right)^2 = \frac{m(Y^2 - 1)(\eta - Y^2)}{Y^2 W_0^2} \quad (21)$$

其中， $m = \gamma P_0 W_0^2 / n_0$ ， $\eta = P_c / P_0 > 0$ ， $P_c = 4n_0 / (k^2 \gamma W_0^2 Q_0^2)$ 。根据式 (21)，可以得到简单形式的非局域非相干孤子^[17]

$$W^2(z) = W_0^2 [\cos^2(\beta z) + \eta \sin^2(\beta z)] \quad (22)$$

这里 $\beta = \sqrt{m}/W_0 = \sqrt{\gamma P_0/n_0}$ 。当 $\eta = 1$ 时， $W(z) = W_0$ ，光束将保持初始宽度形成稳定的孤子。当 $\eta \neq 1$ 时，孤子将会产生线性的谐振^[17]。

图 3 描述了入射功率小于临界值时 ($\eta > 1$) 光束的非稳定传播行为，从图中可以看到光束的宽度和相干半径都产生了线性的谐振，本文对相关特性做了详细的讨论。

如图 3 (a) 所示，当入射功率小于临界值时，光束半径在初始半径 W_0 和某个较大的值之间振荡。光束宽度首先增大，当达到最大值时再减小。随着入射功率的增大，振荡的振幅和周期会逐渐减小。如图 3 (b) 所示，当入射功率小于临界值时，光束相干半径在初始半径 r_{c0} 和某个较大的值之间振荡，相干半径的振荡周期和光束宽度的振荡周期是一样的，和光束宽度的演化行为相似，相干半径的振荡周期和振幅会随着入射功率的增大而逐渐减小。

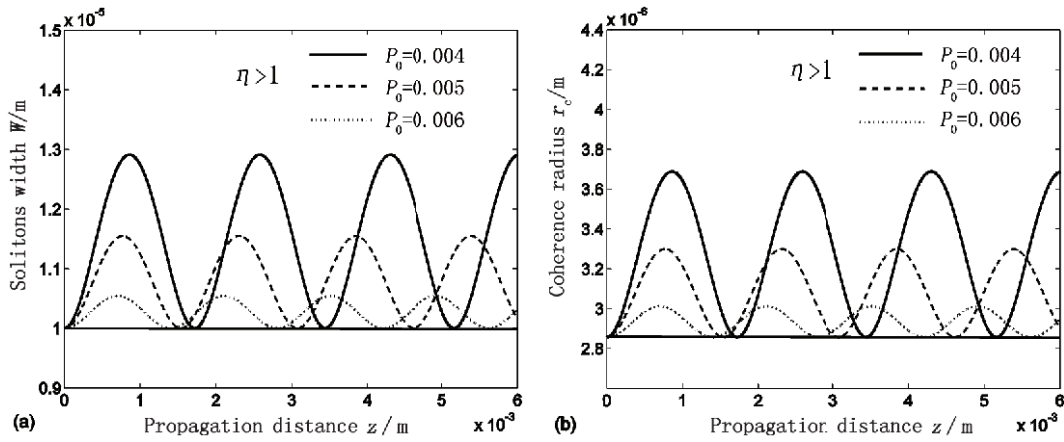


图3 当入射功率小于临界值时 ($P_0 < P_c$, $\eta > 1$), 孤子宽度和相干半径的线性谐振, 初始参量为 $n_0 = 3.0$ 、 $k = 3 \times 10^7$ 、 $W_0 = 10 \mu\text{m}$ 、 $\gamma = 2.5 \times 10^9$ ($\sigma = 283W_0$) 以及 $Q_0 = 2.828 \mu\text{m}$, 初始相干半径为 $r_{c0} = 2.86 \mu\text{m}$, 临界功率值为 $P_c = 6.69 \times 10^{-3}$ (Watt)

Fig. 3 Linear harmonic oscillations of the solitons width and the coherence radius when ($P_0 < P_c$, $\eta > 1$). The initial parameters are $n_0 = 3.0$, $k = 3 \times 10^7$, $W_0 = 10 \mu\text{m}$, $\gamma = 2.5 \times 10^9$ ($\sigma = 283W_0$), $Q_0 = 2.828 \mu\text{m}$, which implies that the initial coherence radius $r_{c0} = 2.86 \mu\text{m}$ and the critical power is $P_c = 6.69 \times 10^{-3}$ (Watt)

图4 描述了入射功率大于临界值时 ($0 < \eta < 1$) 光束的非稳定传播行为。光束宽度在初始值和某个较小的值之间振荡, 类似地, 相干半径也在初始值 r_{c0} 和某个较小的值之间振荡。随着入射功率的增大, 光束宽度和相干半径振荡的振幅将会增大, 而最小值却会减小, 同时振荡的周期也会变小。从以上的讨论可知, 不论光束临界功率的大小, 随着入射功率的增强, 光束的宽度都将会增大。当光束宽度增大时, 光束的相干半径也会增大, 这个结论也可以通过式 (13) 得到。

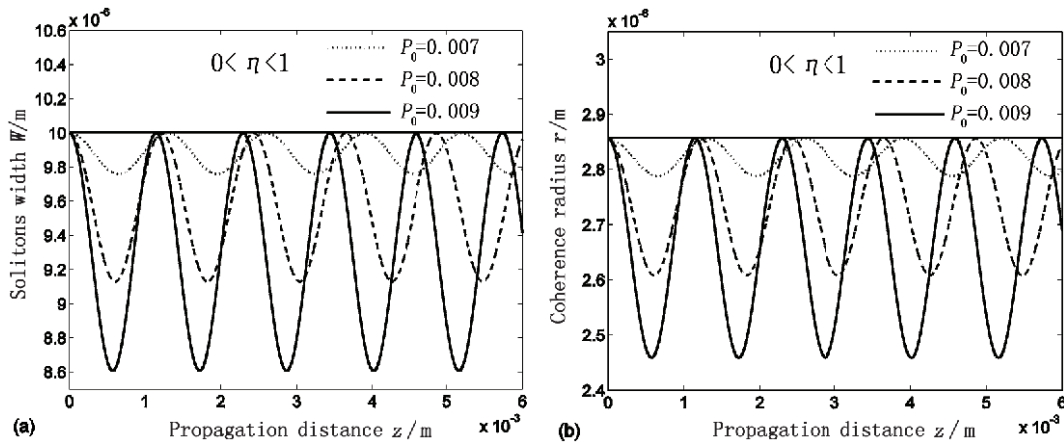


图4 当入射功率大于临界值时 ($P_0 > P_c$, $0 < \eta < 1$), 孤子宽度和相干半径的线性谐振, 初始参量和图3相同

Fig. 4 Linear harmonic oscillations of the solitons width and the coherence radius when ($P_0 > P_c$, $0 < \eta < 1$). The initial parameters are the same as that in fig. 3

4 结论

本文研究了随机反应的强非局域介质中部分非相干线性孤子的传输特性。基于线性传输方程和互相关函数理论, 得到了此类非相干线性孤子的解析表达式。入射光束的功率以及光束的相干特性决定

了孤子半径的表达式。在强非局域介质中光束的传输模式是线性的，因此孤子的形成过程中不存在一个非相干的阈值。本文据此详细讨论了孤子进行线性谐振时的光束半径以及光束相干特性的演化过程。

[参考文献] (References)

- [1] LITVAK A G, MIRONOV V A, FRAIMAN G M, et al. Thermal self-effect of wave beams in a plasma with a nonlocal nonlinearity[J]. *Sov. J. Plasma. Phys.*, 1975, 1: 31~37.
- [2] SUTER D, BLASBERG T. Stabilization of transverse solitary waves by a nonlocal response of the nonlinear medium [J]. *Phys. Rev. A*, 1993, 48: 4583~4587.
- [3] SACKETT C A, GERTON J M, WELLING M, et al. Measurements of collective collapse in a Bose-Einstein condensate with attractive interactions[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 1999, 82: 876~879.
- [4] KROLIKOWSKI W, BANG O, NIKOLOV N I, et al. Modulational instability, solitons and beam propagation in spatially nonlocal nonlinear media[J]. *J. Opt. B: Quantum Semiclassical Opt.*, 2004, 6: S288~S294.
- [5] KROLIKOWSKI W, BANG O. Solitons in nonlocal nonlinear media: exact solutions[J]. *Phys. Rev. E*, 2001, 63: 016610.
- [6] NIKOLOV N I, NESHEV D, KROLIKOWSKI W, et al. Attraction of nonlocal dark optical solitons[J]. *Opt. Lett.*, 2004, 29: 286~288.
- [7] DREISCHUH A, NESHEV D, PETERSEN D E, et al. Observation of attraction between dark solitons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2006, 96: 043901.
- [8] KROLIKOWSKI W, BANG O, RASMUSSEN J J, et al. Modulational instability in nonlocal nonlinear Kerr media [J]. *Phys. Rev. E*, 2001, 64: 016612.
- [9] PECCIANI M, CONTI C, ASSANTO G. Optical modulational instability in a nonlocal medium[J]. *Phys. Rev. E*, 2003, 68: 025602(R).
- [10] KRISTIAN M, FRIEDEMANN K, CHU W H, et al. Soliton transverse instabilities in anisotropic nonlocal self-focusing media[J]. *Opt. Lett.*, 2004, 29: 280~282.
- [11] KARTASHOV Y V, VYSLOUKH V A, TORNER L. Tunable soliton self-bending in optical lattices with nonlocal nonlinearity[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 93: 153903.
- [12] XU Z Y, KARTASHOV Y V, TORNER L. Soliton mobility in nonlocal optical lattices[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95: 113901.
- [13] YAKIMENKO A I, ZALIZNYAK Y A, KIVSHAR YU S. Stable vortex solitons in nonlocal self-focusing nonlinear media[J]. *Phys. Rev. E*, 2005, 71: 065603(R).
- [14] LOPEZ-AGUAYO S, DESYATNIKOV A S, KIVSHAR YU S. Stable rotating dipole solitons in nonlocal optical media[J]. *Opt. Lett.*, 2006, 31: 1100~1102.
- [15] FRATALOCCHI A, ASSANTO G, BRZDAKIEWICZ K A, et al. Discrete propagation and spatial solitons in nematic liquid crystals[J]. *Opt. Lett.*, 2004, 29: 1530~1532.
- [16] ROTSCCHILD C, COHEN O, MANELA O, et al. Solitons in nonlinear media with an infinite range of nonlocality: first observation of coherent elliptic solitons and of vortex-ring solitons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2005, 95: 213904.
- [17] SNYDER A W, MITCHELL D J. Accessible solitons[J]. *Science*, 1997, 276: 1538~1541.
- [18] MITCHELL D J, SNYDER A W. Soliton dynamics in a nonlocal medium[J]. *J. Opt. Soc. Am. B*, 1999, 16: 236~239.
- [19] CONTI C, PECCIANI M, ASSANTO G. Route to nonlocality and observation of accessible solitons[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2003, 91: 073901.
- [20] CONTI C, PECCIANI M, ASSANTO G. Observation of optical spatial solitons in a highly nonlocal medium[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2004, 92: 113902.
- [21] PECCIANI M, ASSANTO G. Incoherent spatial solitary waves in nematic liquid crystals[J]. *Opt. Lett.*, 2001, 26: 1791~1793.

- [22] PECCIANI M, ASSANTO G. Nematic liquid crystals: a suitable medium for self-confinement of coherent and incoherent light[J]. *Phys. Rev. E*, 2002, 65: 035603(R).
- [23] COHEN O, BULJAN H, SCHWARTZ T, et al. Incoherent solitons in instantaneous nonlocal nonlinear media[J]. *Phys. Rev. E*, 2006, 73: 015601(R).
- [24] MANDEL L, WOLF E. *Optical coherence and quantum optics*[M]. New York: Cambridge University Press, 1995.
- [25] BANG O, KROLIKOWSKI W, WYLLER J, et al. Collapse arrest and soliton stabilization in nonlocal nonlinear media[J]. *Phys. Rev. E*, 2002, 66: 046619.
- [26] GUO Q, LUO B, YI F, et al. Large phase shift of nonlocal optical spatial solitons[J]. *Phys. Rev. E*, 2004, 69: 016602.
- [27] SOLJACIC M, SEGEV M, COSKUN T, et al. Modulation instability of incoherent beams in noninstantaneous nonlinear media[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2000, 84: 467~470.