

电磁感应透明的高阶非线性效应对光孤子的影响

杜英杰¹ 杨战营¹ 谢小涛¹ 白晋涛^{1,2}

¹西北大学物理学院, 陕西 西安 710069

²西北大学光子学与光子技术研究所, 陕西 西安 710069

摘要 研究了电磁感应透明介质中高阶非线性效应对光孤子传输的影响。采用半经典理论获得介质对光场的线性和非线性响应, 基于介质特性利用波动理论推演出三-五阶非线性薛定谔方程。介质的线性非线性特性分别决定了群速度色散参量, 三阶和五阶非线性系数。研究表明, 该非线性介质既可以诱导亮孤子也可以诱导暗孤子, 取决于群速度色散参量和三阶非线性系数。当前者为负同时后者为正时产生亮孤子, 当两者均为负时产生暗孤子, 二者可以通过载频与相应跃迁能级失谐的调节获得。与普通非线性薛定谔方程相比, 三-五阶非线性薛定谔方程对亮孤子和暗孤子出现的参数和输入条件更加严格。

关键词 量子光学; 电磁感应透明; 高阶非线性; 亮孤子; 暗孤子

中图分类号 O431

文献标识码 A

doi: 10.3788/AOS201535.0227002

Influence of Higher Nonlinearity to Optical Solitons in Electromagnetically Induced Transparency Medium

Du Yingjie¹ Yang Zhanying¹ Xie Xiaotao¹ Bai Jintao^{1,2}

¹College of Physics, Northwest University, Xi'an, Shaanxi 710069, China

²Institute of Photonics and Photon-Technology, Northwest University, Xi'an, Shaanxi 710069, China

Abstract Effect of higher nonlinearity to optical solitons in the medium of electromagnetically induced transparency is investigated theoretically. By applying semi-classical theory, the response of the medium to the optical field is obtained. Based on the feature of the medium and by using the wave theory, a cubic-quantic nonlinear Schrodinger equation describing the evolution of the optical wave is obtained. The linear and nonlinear susceptibilities of the medium determine the group velocity dispersion parameter, third-order and fifth-order nonlinearities of the nonlinear equation. It is found that the bright soliton and dark soliton can be induced under the presence of higher nonlinearity, and the occurrence of both solitons determined by the signs of the group velocity dispersion and third-order nonlinearity. When the former is negative while the latter is positive, bright soliton occurs; when both of them are negative, dark soliton occurs. The sign of the two parameters can be got by management of the frequency shift between the carrier frequency and the relative atomic transition. Compared with the general nonlinear Schrodinger equation, the cubic-quantic nonlinear Schrodinger equation has tough requirement of input and parameters condition for the occurrence of bright and dark solitons.

Key words quantum optics; electromagnetically induced transparency; higher order nonlinearity; bright soliton; dark soliton

OCIS codes 270.1670; 190.5970; 060.4370

1 引 言

电磁感应透明(EIT)^[1-6]介质具有弱光高非线性特性, 同时兼有正常色散和反常色散。作为光的传输介

收稿日期: 2014-09-01; 收到修改稿日期: 2014-10-11

项目基金: 国家973计划(2010CB434811)、国家自然科学基金(11047025)

作者简介: 杜英杰(1976—), 男, 博士研究生, 讲师, 主要从事量子光学方面的研究。E-mail: Yingjied@nwu.edu.cn

导师简介: 白晋涛(1959—), 男, 博士, 教授, 主要从事量子光学和激光技术方面的研究。E-mail: baijt@nwu.edu.cn

质, EIT 介质可以通过载波频率和抽运光强的调节, 来改变介质的线性, 非线性以及色散特性, 相对光纤而言具有更多的调控手段。近年来, 基于光纤和波导对波的演化进行了大量和深入的研究。研究发现, 在调制稳定性下会出现亮孤子, 在调制不稳定性^[7]下会出现各种类型的呼吸子, 例如 Kuznetsov-Ma 呼吸子^[8-10]、Akhmediev 呼吸子^[11]和 Peregrine 孤子^[12]。特别, 来自海洋具有‘来无时去无踪’和极大破坏力的特点的怪波^[13-14], 研究发现, 与呼吸子有联系, 而且其行为也用非线性薛定谔方程描述。相比光纤而言, EIT 系统作为一种“高效”的非线性介质, 引起人们极大兴趣。

一般非线性介质, 只需考虑二阶或三阶非线性, 例如倍频晶体、激光晶体, 四波混频, 拉曼效应。然而随着材料科学的发展, 高阶非线性获得了极大增强变得不可忽视, 例如量子点, 量子阱等半导体材料。随着对 EIT 研究的深入, 近年来人们在半导体材料里发现 EIT 效应, 这种材料代替了原来的原子蒸汽, 使 EIT 技术朝实用化和小型化方向发展。众所周知, 线性色散效应使光学脉冲展宽, 三阶非线性相位调制使光学脉冲压窄, 而五阶非线性与三阶非线性相反, 表现出与线性效应相同的性质。五阶非线性效应对光波演化影响难点在于: 1) 如何获得 EIT 系统里的高阶非线性响应; 2) 如何利用系统模型获得光波在介质传播的描述方程。

本文利用双量子阱半导体材料与光场耦合形成的 EIT 系统, 研究传播过程中高阶非线性效应对波的影响。研究过程中充分利用了文献[6]提供的已有的成果取得 EIT 介质的高阶非线性特性, 进一步, 基于介质线性和非线性特性, 利用波动理论推导出一个三-五阶非线性薛定谔方程(CQNLSE), 从该方程的亮孤子和暗孤子解, 研究高阶非线性对孤子的影响。

2 原子模型和薛定谔方程

2.1 原子模型和密度矩阵元

图 1 为双量子阱能带结构图, 包含了一个宽阱和一个窄阱, 能级 $|1\rangle$ 是处在导带中的束缚态, 能级 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ 为处于价带中的空穴定域态。一束频率为 ω_c 的连续光与跃迁能级 $|3\rangle \rightarrow |1\rangle$ 共振耦合, 另一束载频为 ω_p 的脉冲光与跃迁能级 $|2\rangle \rightarrow |1\rangle$ 耦合, 形成了一个“ Λ ”型的三能级系统。上述两束光的耦合强度分别用 Ω_c 和 Ω_p 表示。处于导带中的电子在光场的耦合之下与价带中空穴复合, 其电子运动演化遵循薛定谔方程。在半经典理论框架之下, 体系的哈氏量为 $H = H_0 + H_I$, 其中 $H_0 = \hbar\omega_1|1\rangle\langle 1| + \hbar\omega_2|2\rangle\langle 2| + \hbar\omega_3|3\rangle\langle 3|$ 为体系的自由哈氏量, $H_I = -(\hbar/2)[\Omega_p \exp(-i\omega_c t)|1\rangle\langle 2| + \Omega_c \exp(-i\omega_p t)|1\rangle\langle 3|] + H.c.$ 为体系中相互作用哈氏量($H.c.$ 是厄米共轭)。忽略半导体固态系统中的多体效应以及电子-声子散射等的影响, 密度矩阵元的运动方程表示如下

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = -\gamma_1 \rho_{11} + \frac{i}{2} \Omega_c \rho_{31} - \frac{i}{2} \Omega_c^* \rho_{13} - \frac{i}{2} \Omega_p^* \rho_{12} + \frac{i}{2} \Omega_p \rho_{21}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = -\gamma_2 \rho_{22} + \frac{i}{2} \Omega_p^* \rho_{12} - \frac{i}{2} \Omega_p \rho_{21}, \quad (2)$$

$$\frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = -\gamma_3 \rho_{33} - \frac{i}{2} \Omega_c \rho_{31} + \frac{i}{2} \Omega_c^* \rho_{13}, \quad (3)$$

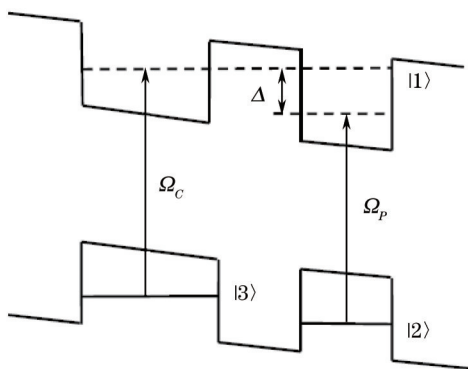


图 1 非对称耦合双量子阱能带结构示意图

Fig.1 Asymmetric coupled dual-well schematic diagram of energy structure

$$\frac{\partial \rho_{23}}{\partial t} = -(\gamma_{23} + i\Delta)\rho_{23} + \frac{i}{2}\Omega_p^* \rho_{13} - \frac{i}{2}\Omega_c \rho_{21}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \rho_{13}}{\partial t} = -\gamma_{13}\rho_{13} + \frac{i}{2}\Omega_c \rho_{11} - \frac{i}{2}\Omega_c \rho_{33} + \frac{i}{2}\Omega_p \rho_{23}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial \rho_{12}}{\partial t} = -(\gamma_{12} + i\Delta)\rho_{12} + \frac{i}{2}\Omega_p \rho_{11} - \frac{i}{2}\Omega_p \rho_{22} + \frac{i}{2}\Omega_c \rho_{32}, \quad (6)$$

(1)~(6)式满足 $\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} = 1$ 和 $\rho_{mn}^* = \rho_{nm}$ 。上述方程中, Δ 表示探针光场与对应跃迁能级的失谐; $\gamma_{mn} = (\gamma_m + \gamma_n)/2$, $m, n = 1, 2, 3$, 其中 γ_m 代表能级 $|m\rangle$ 的衰变率, 在半导体量子阱中衰变率 $\gamma_m = \gamma_{ml} + \gamma_{md}$, γ_{ml} 代表布局衰变项, 它由纵向声子发射引起, γ_{md} 代表失相项, 由电子-电子, 电子-声子散射以及非均匀加宽引起。

2.2 非线性薛定谔

在连续抽运光和脉冲探针光作用下, 双阱半导体布局数会发生量子相干出现暗态, 系统会表现出强烈的色散和非线性特性。对脉冲探针光而言, 脉冲的行为受到色散和非线性控制, 其运动规律可以由波动方程描述

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{P}}{\partial t^2}, \quad (7)$$

式中 \mathbf{E} 代表脉冲探针场, \mathbf{P} 代表电极化强度, c 是真空中光速, ϵ_0 为真空中的介电常数。值的注意的是, 介质的线性与非线性特性与电极化强度有关。由于非线性响应要比线性响应小得多, 非线性电极化强度可以作为微扰处理。(7)式中, 电场和电极化强度分别表示如下

$$\mathbf{E}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [E(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.], \quad (8)$$

$$\mathbf{P}(\mathbf{r}, t) = \frac{1}{2} \hat{x} [P(\mathbf{r}, t) \exp(-i\omega_0 t) + c.c.], \quad (9)$$

式中 ω_0 代表的是载波频率, \hat{x} 是一个单位矢量, $E(\mathbf{r}, t)$ 和 $P(\mathbf{r}, t)$ 是一个时空中的慢变幅函数, 对于电极化强度, 暂时只考虑线性响应部分 $c.c.$ 是复共轭。利用(8)式和(9)式, 可以将波动方程中的矢量转化为标量, 另一方面, 可以将含有高频成分的载波去掉, 转化为慢变幅电场的方程。根据时域和频域的对应关系, 将电场的慢变函数通过傅里叶变换转化到频域中来

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = \int_{-\infty}^{\infty} E(\mathbf{r}, t) \exp[i(\omega - \omega_0)t] dt, \quad (10)$$

$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0)$ 为频域中的慢变幅表示, $(\omega - \omega_0)$ 是将频域中的高频成分去掉。将(8)式和(9)式代入到(7)式将矢量波动方程变为标量方程, 实施傅里叶变换后将(10)式代入, 最终得到

$$\nabla^2 \tilde{E} + \epsilon(\omega) k_0^2 \tilde{E} = 0, \quad (11)$$

式中 $k_0 = \omega_0/c$, $\epsilon(\omega) = 1 + \tilde{\chi}^{(1)}(\omega)$ 。这是一个线性微分方程, 对方程求解一般使用分离变量法, 将该解的形式表示如下

$$\tilde{E}(\mathbf{r}, \omega - \omega_0) = F(x, y) \tilde{A}(z, \omega - \omega_0) \exp(i\beta_0 z), \quad (12)$$

式中 $F(x, y)$ 是光场的横模, $\tilde{A}(z, \omega)$ 是光场的纵模, 它是一个关于自变量 z 的慢变函数, 而 β_0 表示波数。在单横模的情况之下, 而且假设该模为高斯分布, 利用(12)式提供的解, (11)式将转化为如下方程

$$\frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} = i[\beta(\omega) - \beta_0] \tilde{A}, \quad (13)$$

(13)式中 $\beta(\omega) = k_0 n$, 代表介质线性折射率, $\beta_0 = \beta(\omega_0)$ 。对等号右边第一项 $\beta(\omega)$ 使用 ω_0 附近的泰勒展开

$$\beta(\omega) = \beta_0 + (\omega - \omega_0)\beta_1 + \frac{1}{2}(\omega - \omega_0)^2 \beta_2 + \frac{1}{6}(\omega - \omega_0)^3 \beta_3 + \dots, \quad (14)$$

式中 $\beta_m = \left(\frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right)_{\omega=\omega_0}$, $m = 1, 2, \dots$ 。在 $\Delta\omega \ll \omega_0$ 的情况下, 超过三阶的展开项都可以被忽略。将(14)式代入(13)式中并使用逆傅里叶变换, 可以得到

$$i \frac{\partial \tilde{A}}{\partial z} + i\beta_1 \frac{\partial \tilde{A}}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 \tilde{A}}{\partial t^2} = 0, \quad (15)$$

式中 β_1 是群速度参量, β_2 是群速度色散参量。

下面考虑介质的非线性响应,一般的非线性效应只考虑到三阶,对于大非线性效应的双势阱半导体材料而言,五阶非线性效应不可忽略。所以在非线性效应的作用下,电极化强度有如下形式

$$P_{NL} = \varepsilon_0 \chi_{NL} E = \varepsilon_0 (\chi^{(3)} |E|^2 + \chi^{(5)} |E|^4) E, \quad (16)$$

在考虑了非线性作用后,(15)式变成

$$i \frac{\partial A}{\partial z} + i \beta_1 \frac{\partial A}{\partial t} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \mu(A) A = 0, \quad (17)$$

式中

$$\mu(A) = 2\pi k_0^2 (\chi_{eff}^{(3)} |A|^2 + \chi_{eff}^{(5)} |A|^4) / \beta_0, \quad (18)$$

式中 $\chi_{eff}^{(3)}$ 和 $\chi_{eff}^{(5)}$ 分别代表三阶和五阶有效非线性电极化率。使用如下变量代换: $T = t - \beta_1 z$, $Z = z$, (17)式可以转换成如下非线性薛定谔方程

$$i \frac{\partial A}{\partial Z} - \frac{\beta_2}{2} \frac{\partial^2 A}{\partial T^2} + \mu_3 |A|^2 A + \mu_5 |A|^4 A = 0, \quad (19)$$

式中 $\beta_2 = k_0 d^2 (\sqrt{1 + \chi^{(1)}}) / d\Delta^2$, $\mu_3 = 2\pi k_0^2 \chi^{(3)} L_D / (A_{eff} \beta_0)$ 和 $\mu_5 = 2\pi k_0^2 \chi^{(5)} L_D / (A_{eff} \beta_0)$ 。可以看出,(19)式中各系数与电极化率关联,利用文献[6]给出系统的各阶电极化率

$$\chi^{(1)} = \frac{4N|D_{21}|^2}{\varepsilon_0 \hbar} \frac{i(\gamma_{23} + i\Delta)}{|\Omega|^2 + 4(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)}, \quad (20)$$

$$\chi^{(3)} = \frac{4N|D_{21}|^4}{3\varepsilon_0 \hbar^3} \frac{i\gamma_{13}|\Omega|}{[\gamma_{13}|\Omega|^2 + 4\gamma_{13}(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)]^2}, \quad (21)$$

$$\chi^{(5)} = \frac{N|D_{21}|^6}{\varepsilon_0 \hbar^5} \frac{i\gamma_{13}|\Omega|}{[\gamma_{13}|\Omega|^2 + 4\gamma_{13}(\gamma_{12} + i\Delta)(\gamma_{23} + i\Delta)]^3}, \quad (22)$$

式中 D_{21} 代表能级 $|1\rangle \rightarrow |2\rangle$ 电偶极矩, N 代表原子数密度。可以看到,上述方程缺少偶数阶次的电极化率,其原因归于介质的中心反演对称性,偶次阶数电极化率均为零。

3 三-五阶次非线性薛定谔方程和孤子

(19)式中各系数与介质的电极化率关联。群速度色散仅与一阶电极化率有关,而三阶和五阶非线性系数则较复杂不仅分别与三阶和五阶电极化率有关,而且和线性极化率有关。图2显示的是复平面上的一阶、三阶和五阶电极化率的分布图。可以看到,三者参量在EIT系统背景下为复数。另一方面,随着非线性阶数的

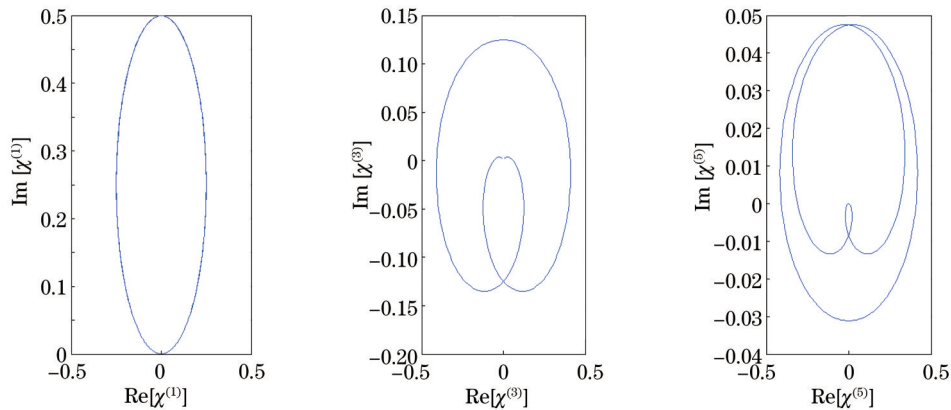


图2 以载频失谐为参变量时一阶、三阶和五阶电极化率在复平面上的分布图。系统参数为 $\gamma_{13} = 1$, $\gamma_{12} = \gamma_{13}$,

$$\gamma_{23} = 0.001\gamma_{13} \text{ 和 } \Omega = 2\gamma_{13}$$

Fig.2 Profile of first, third and fifth susceptibility in complex plane. Systemic parameters are $\gamma_{13} = 1$, $\gamma_{12} = \gamma_{13}$, $\gamma_{23} = 0.001\gamma_{13}$ and

$$\Omega = 2\gamma_{13}$$

增高,三者形成的闭合曲线匝数越来越多,即运动变得更为复杂,但是运动的范围变小了。图3显示了群速度色散 β_2 , 三阶非线性系数 μ_3 和五阶非线性系数 μ_5 在复平面上的分布图。同样可以看到,这些参数在一般情况下为复数,其实部和虚部的变化范围均横跨负和正。虚部为零时复数将退化为实数,这种变化接受载频失谐和抽运光强度共同控制,但是载频变化具有更强的可调控性,可以通过固定抽运光强度调节载频失谐的途径来实现。为此将这些参量在频域中展开,图4显示了频域中三参数随载频失谐变化的频谱图。可以发现,在一定的频率失谐下,群速度色散参数和三阶非线性参数可以退化为实数,图4中所示的两个区域显示了该情况(实部为极值,虚部在零值附近),可是五阶非线性系数在此二区域中虚部并不为零,然而非线性系数的虚部起到的是衰减的作用,忽略衰减作用并不影响波的表现形式,因此不考虑五阶非线性系数中虚部的作用。在该参数条件下,(19)式被称为三-五阶非线性薛定谔方程。使用变量代换: $\tau = T/T_0, \zeta = Z/L_D$

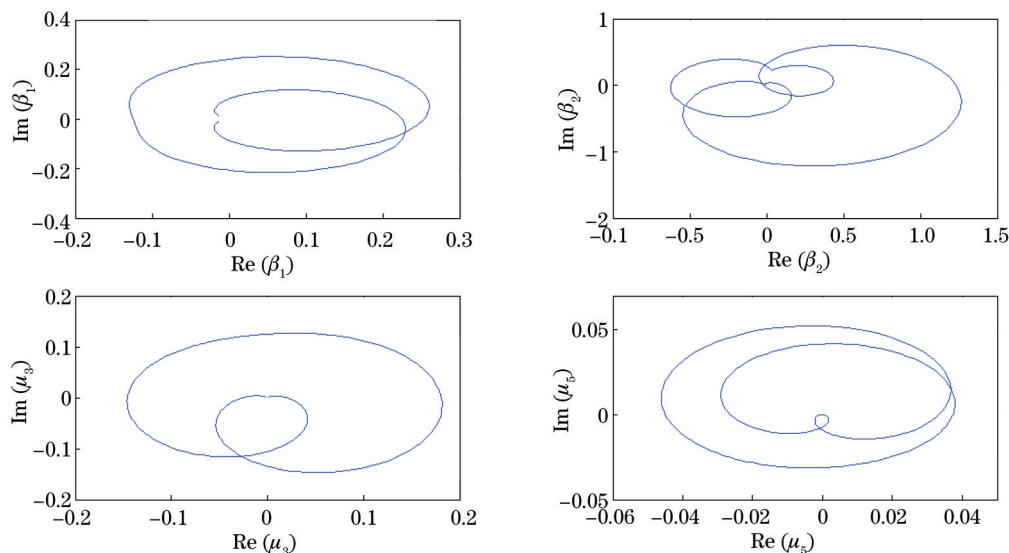


图3 以载频失谐为参变量时群速度参量,群速度色散参量,三阶非线性和五阶非线性在复平面上的分布图。系统参数为

$$\gamma_{13} = 1, \gamma_{12} = \gamma_{13}, \gamma_{23} = 0.001\gamma_{13} \text{ 和 } \Omega = 2\gamma_{13}$$

Fig.3 Profile of group velocity, group velocity dispersion, third-order nonlinearity and fifth-order nonlinearity in complex plane.

Systemic parameters are $\gamma_{13} = 1, \gamma_{12} = \gamma_{13}, \gamma_{23} = 0.001\gamma_{13}$ and $\Omega = 2\gamma_{13}$

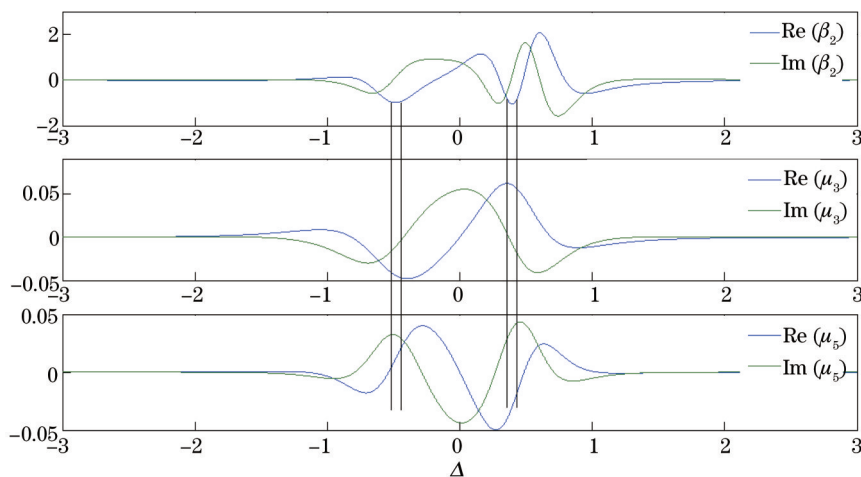


图4 群速度色散参数、三阶非线性系数和五阶非线性系数随载频失谐变化的频域图。系统参数为 $\gamma_{13} = 1, \gamma_{12} = 1.5\gamma_{13},$

$$\gamma_{23} = 0.001\gamma_{13} \text{ 和 } \Omega = 1.5\gamma_{13}$$

Fig.4 Group velocity dispersion, third-order nonlinearity and fifth-order nonlinearity in frequency domain. Systemic parameters are

$$\gamma_{13} = 1, \gamma_{12} = 1.5\gamma_{13}, \gamma_{23} = 0.001\gamma_{13} \text{ and } \Omega = 1.5\gamma_{13}$$

和 $u = (\mu_3 |L_D|)^{1/2} A$, 其中 T_0 表示输入脉冲探针光的时域宽度, $L_D = T_0^2 / |\beta_2|$ 表示色散长度, (19)式转化为

$$i \frac{\partial u}{\partial \zeta} - s_1 \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} + s_2 |u|^2 u + \mu |u|^4 u = 0, \quad (23)$$

(23)式中 $s_1 = \text{sgn}(\beta_2)$, $s_2 = \text{sgn}(\beta_3)$ 和 $\mu = \mu_5 / (\mu_3 L_D)^2$ 。变量代换的使用,并不改变波的形式。结合提供的参数,图4所示两区域中群速度色散均为负值,因此 $s_1 = -1$,但对三阶非线性系数而言,左区域为负,右区域为正,因此有 $s_2 = \pm 1$ 两种情况。针对(23)式,可以获得两种情况下的方程解。当 $s_2 = 1$,方程有类亮孤子解,该解的形式如下

$$u_B = \frac{M \exp[iw\tau + i(\sigma - w^2/2)\zeta]}{\sqrt{1 + \lambda \cosh[p(\tau - w\zeta)]}}, \quad (24)$$

式中 $\sigma = (3/16)(\lambda^2 - 1)/\mu$, $M = 2\sqrt{\sigma}$, $p = 2\sqrt{2\sigma}$, 其中 λ 是方程本征参量,与EIT系统有关,是个正实数。当 $s_2 = -1$,则有类暗孤子解,如下

$$u_D = \frac{M \sinh[p(\tau - w\zeta)] \exp[iw\tau - i(\sigma - w^2/2)\zeta]}{\sqrt{1 + \lambda \cosh^2[p(\tau - w\zeta)]}}, \quad (25)$$

该解中, $\sigma = (3\lambda - 1)p^2$, $M = \sqrt{(3\lambda - 2)p^2 N}$ 和 $p = \sqrt{3(1 - \lambda) / [2\mu(3\lambda - 2)^2]}$ 。

在图4显示的两个区域中,第一个区域失谐条件会有暗孤子出现,第二个区域失谐会出现亮孤子。亮孤子一般是以零光为背景的光学脉冲,暗孤子以平面波为背景,光学强度小于平面波的暗脉冲。图5显示了谱参数不同时亮孤子的情况。可以看到,谱参数增大,孤子的峰值降低了,同时脉宽发生一定程度的展宽,脉冲展宽是不利于光学传输的。值得注意的是,在这幅图之外,如果谱参数 λ 接近1,孤子波将展得更宽,当 $\lambda = 1$ 孤子展宽为一个零平面,当 $\lambda > 1$ 该亮孤子解不再成立。谱参量 λ 与输入波的幅值和相位有关。与亮孤子相比,暗孤子的存在有着较为严苛的限制条件,这由系统自身特性决定。EIT系统决定的时域暗孤子要求谱参量局限在 $0.67 \leq \lambda \leq 1$ 范围内。图6中显示了暗孤子在此参数条件限制下的暗孤子行为。可以看到,随着谱参量增大暗孤子的幅值变小了,同时暗孤子的脉宽变大了。除此之外,在此幅图之外,当 $\lambda = 1$ 时,与上述亮孤子情形一样,暗孤子消失退化为一个零背景光。由于五阶非线性效应所起的作用与三阶非线性效应相反,而与线性效应造成的结果相同,因此在形成孤子的过程中,三阶非线性要很好地平衡线性和高阶非

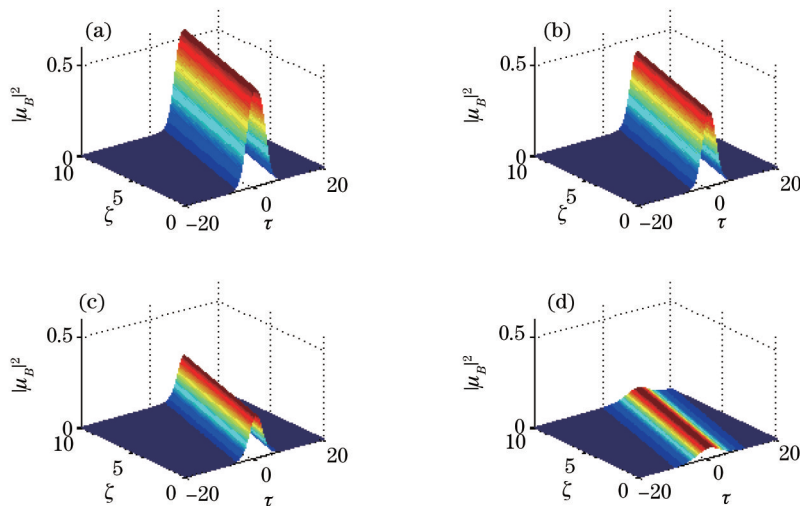


图5 亮孤子。(a) $\lambda = 0.1$; (b) $\lambda = 0.3$; (c) $\lambda = 0.6$; (d) $\lambda = 0.9$ 。其他参数为 $T_0 = 1, w = 1, \Delta = 0.394, \gamma_{13} = 1, \gamma_{12} = 1.5\gamma_{13}, \gamma_{23} = 0.001\gamma_{13}$ 和 $\Omega = 1.5\gamma_{13}$

Fig.5 Bright solitons. (a) $\lambda = 0.1$; (b) $\lambda = 0.3$; (c) $\lambda = 0.6$; (d) $\lambda = 0.9$. With common parameters $T_0 = 1, w = 1, \Delta = 0.394, \gamma_{13} = 1, \gamma_{12} = 1.5\gamma_{13}, \gamma_{23} = 0.001\gamma_{13}$ and $\Omega = 1.5\gamma_{13}$

线性效应的展宽作用,因此五阶非线性的存在并不会影响孤子的形貌。但在“平衡”问题上,五阶非线性的介入,会导致简单的线性和非线性平衡打破,建立起线性,非线性和高阶非线性新平衡,从而导致在参数选取上会变得更加苛刻。

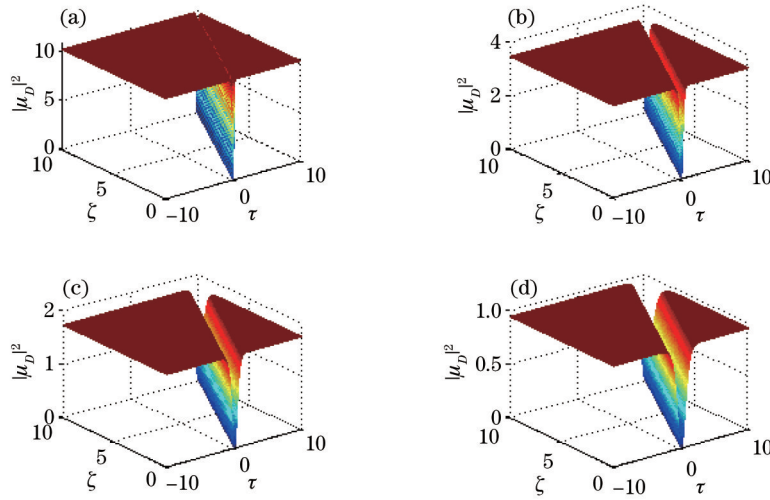


图6 暗孤子解。(a) $\lambda = 0.7$;(b) $\lambda = 0.75$;(c) $\lambda = 0.8$;(d) $\lambda = 0.85$ 。其他参数为参数为 $T_0 = 1, w = 1, \Delta = -0.481, \gamma_{13} = 1, \gamma_{12} = 1.5\gamma_{13}, \gamma_{23} = 0.001\gamma_{13}$ 和 $\Omega = 1.5\gamma_{13}$

Fig.6 Dark solitons. (a) $\lambda = 0.7$;(b) $\lambda = 0.75$;(c) $\lambda = 0.8$;(d) $\lambda = 0.85$. With common parameters $T_0 = 1, w = 1, \Delta = -0.481, \gamma_{13} = 1, \gamma_{12} = 1.5\gamma_{13}, \gamma_{23} = 0.001\gamma_{13}$ and $\Omega = 1.5\gamma_{13}$

4 结 论

基于双量子阱半导体材料形成的EIT介质,研究了高阶非线性作用下波在介质中的演化行为。利用半导体材料诱导的强高阶非线性推导出一个三-五阶非线性薛定谔方程。研究的结果表明,在高阶非线性影响下,该介质既可以诱导亮孤子也可以诱导暗孤子,取决于群速度色散参数和三阶非线性系数的正负。在群速度色散为负的情况下,当三阶非线性系数为正,可以获得亮孤子;当三阶非线性系数为负时,可以获得暗孤子。二参数的正和负可以通过调整脉冲光的载频与原子介质的失谐量来控制。在选择的不同失谐条件下,系统既可以出现亮孤子,也可以出现暗孤子。值得注意的是,在高阶非线性的影响下,亮孤子和暗孤子的性质不变,但使得孤子出现的参数条件发生了改变,为了平衡各效应,参数被限制在更窄的范围内。

参 考 文 献

- 1 S E Harris. Electromagnetically induced transparency [J]. Phys Today, 1997, 50(7): 36-42.
- 2 M Fleischhauer, A Imamoglu, J P Marangos. Electromagnetically induced transparency: optics in coherent media [J]. Rev Mod Phys, 2005, 77(2): 633-673.
- 3 Zhang Lianshui, Yang Lijun, Li Xiaoli, *et al.*. Suppressing power broadening of electromagnetically induced transparency by utilizing microwave field [J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(7): 1305-1308.
张连水, 杨丽君, 李晓莉, 等. 利用微波场抑制电磁感应透明的功率展宽[J]. 光学学报, 2007, 27(7): 1305-1308.
- 4 Liang Qingchang, Wang Haihua, Jiang Zhankui. Investigation on electromagnetically induced transparency and slowing-down of group velocity in $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ crystal [J]. Acta Optica Sinica, 2007, 27(5): 946-950
梁卿昌, 王海华, 蒋占魁. $\text{Eu}^{3+}:\text{Y}_2\text{SiO}_5$ 晶体中电磁感应透明及群速度减慢研究[J]. 光学学报, 2007, 27(5): 946-950.
- 5 Wang Li, Song Haizhen, Xiao Shaowu. Influence of laser-field linewidth on atomic coherence effect in four-level atomic system [J]. Acta Optica Sinica, 2008, 28(1): 194-199.
王 丽, 宋海珍, 肖邵武. 激光场对四能级原子系统相干效应的影响[J]. 光学学报, 2008, 28(1): 194-199.
- 6 Du Yingjie, Yang Zhanying, Bai Jintao. Higher nonlinear characteristics for electromagnetically induced transparency medium [J]. Acta Optica Sinica, 2014, 34(6): 0627001.

- 杜英杰, 杨战营, 白晋涛. 电磁感应透明介质的高阶非线性特性[J]. 光学学报, 2014, 34(6): 0627001.
- 7 J M Dudley, G Genty, F Dias, *et al.*. Modulation instability, Akhmediev breathers and continuous wave supercontinuum generation [J]. Opt Express, 2009, 17(24): 21497–21508.
- 8 E Kuznetsov. Solitons in a parametrically unstable plasma [J]. Sov Phys Dokl, 1977, 22: 507–508.
- 9 T Kawata, H Inoue. Inverse scattering method for the nonlinear evolution equation under nonvanishing conditions [J]. J Phys Soc Japan, 1978, 44(5): 1722–1729.
- 10 Y C Ma. The perturbed plane wave solutions of the cubic Schrodinger equation [J]. Stud Appl Math, 1979, 60: 43–58.
- 11 N Akhmediev, V I Korneev. Modulation instability and periodic solutions of the nonlinear Schrodinger equation [J]. Theor Math Phys, 1986, 69(2): 1089–1093.
- 12 D H Peregrine. Water waves, nonlinear Schrodinger equation and their solutions [J]. J Austral Math Soc Ser B, 1983, 25(1): 16–43.
- 13 V E Zakharov, A I Dyachenko, A O Prokofiev. Freak waves as nonlinear stage of Stokes wave modulation instability [J]. Eur J Mech B–Fluids, 2006, 25(5): 677–692.
- 14 V I Shrira, Y V Geogjaev. What make the Peregrine soliton so special as a prototype of freak waves? [J]. Eng Math, 2010, 67(1–2): 11–22.

栏目编辑: 刘丰瑞