

光纤孤子传输的量子处理*

温扬敬 冯 郁 付传鸿

江西师范大学物理系, 南昌 330027

1993 年 1 月 19 日收到

用量子力学方法处理光纤孤子的传输问题. 用类 Kerr 介质的微观模型及色散关系, 导出了含修正项的量子非线性薛定谔方程; 求出其微扰解并且研究了修正项对压缩的影响. 结果表明: 三阶色散对压缩无影响, 而立方导数项则使压缩变浅.

PACC: 4281

一、引 言

不少文献对光在非线性介质中的传输进行了量子力学处理. 该处理有两种方法: 一是对非线性介质中的宏观场进行量子化, Hillery 等及 Ben-Aryek 等人对光在一般非线性介质中的传输进行了量子化处理^[1,2]; Drummond 等人则对光在类 Kerr 介质中的传输进行了量子化处理^[3]. 另一方法是考虑介质马场模的相互作用而建立微观模型, 对类 Kerr 介质, 可将其模拟为非谐振子^[4-6], 许多已对该模型进行了研究. 如 Agarwal 和 Puri 对类 Kerr 介质中的共振场演化的塌缩和回复现象进行了研究^[7]; 而类 Kerr 介质中的二能级原子的力学行为则被 Vladimir 和 Igror 所研究^[8].

对于孤子的量子处理, 人们往往是对宏观场量子化或对经典非线性薛定谔方程量子化, 从而得到量子非线性薛定谔方程(QNSE)^[9-11], 再研究孤子的量子效应. 但类 Kerr 介质的微观模型与 QNSE 之间的联系则尚未见人研究过, 这将是本文的出发点, 这样做的优点是不难解释光纤介质与光场之间的相互作用.

本文将对光纤孤子的传输作量子处理, 从微观模型所得的哈密顿量出发, 结合色散关系, 导出光在单模光纤中所满足的含修正项的 QNSE, 并对所得方程求微扰解, 研究修正项对压缩的影响.

二、含修正项的 QNSE 的导出

考虑频率为 ω_0 的单模光场在光纤中的传输. 将光纤介质模拟为非谐振子, 作旋波近似后, 总的哈密顿量为^[7]

$$\hat{H} = \omega_0 \hat{a} + \hat{a} + \omega_b \hat{b}^+ \hat{b} + q \hat{b}^{+2} \hat{b}^2 + q(\hat{a}^+ \hat{b} + \hat{b}^+ \hat{a}), \quad (1)$$

* 国家自然科学基金资助的课题.

其中 $\hat{a}^+, \hat{a}$ 为场模的产生、湮没标符; $\hat{b}^+, \hat{b}$ 为介质的产生、湮没算符; q 为非谐参数; g 为耦合系数.

(1)式等号两端第二、三项可由下面得到,对于一般固体,其势能可写为^[12].

$$u(y) = dy^2 - ey^3 - fy^4, \quad (2)$$

式中 d, e 和 f 均为正. 含 y^3 的项表示原子间相互排斥的非对称性, 就具有对称结构的光纤介质而言, $e=0$; 含 y^4 的项表示大振幅振动的“软化”. 对原子的能量施行量子化, 且用旋波近似, 可得(1)式中的二、三项. 且由(2)式知, $q < 0$.

如果非线性介质的响应时间很短, 以至于介质能以绝热方式随场变化, 即推迟效应可忽略, 则在 ω_b 远离 ω_0 时, 可引入三阶非线性极化率, 且有效哈密顿量仅含场变量^[7]

$$\hat{H}_{\text{eff}} = \hbar \omega_c \hat{a}^+ \hat{a} + \hbar \chi \hat{a}^{+2} \hat{a}^2, \quad (3)$$

其中频率 ω_c 和耦合系数 χ 由下式与 g, q 相联系^[7,8]:

$$\begin{aligned} \omega_c &= \omega_0 - g^2/(\omega_b - \omega_0), \\ \chi &= qg^4/(\omega_b - \omega_0)^4. \end{aligned} \quad (4)$$

从(4)式可知, $\chi < 0$, 这与文献[3, 9]中的量子化结果一致.

从方程(3), 可得到 $\hat{a}$ 的运动方程

$$i \frac{\partial}{\partial t} \hat{a} = \omega_c \hat{a} + 2\chi \hat{a}^+ \hat{a}^2. \quad (5)$$

将 $\hat{a}$ 转化为与传输距离有关的量, 作变换

$$\hat{a} = \hat{\psi}(z, t) \exp[i(k - k_0)z], \quad (6)$$

则方程(5)变为

$$i \frac{\partial}{\partial t} \hat{\psi}(z, t) = \omega_c \hat{\psi} + 2\chi \hat{\psi}^+ \hat{\psi}^2. \quad (7)$$

现考虑色散关系, 将 $\omega_c(\omega)$ 和 $\chi(\omega)$ 在载频 ω_0 附近作泰勒展开

$$\begin{aligned} \omega_c(\omega) &= \omega_c(\omega_0) + \frac{\partial \omega_c}{\partial \omega_0} \Delta\omega \\ &= \omega_c(\omega_0) + \frac{\partial \omega_c}{\partial \omega_0} \left[\frac{\partial \omega_0}{\partial k_0} (k - k_0) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \omega_0}{\partial k_0^2} (k - k_0)^2 + \frac{1}{6} \frac{\partial^3 \omega_0}{\partial k_0^3} (k - k_0)^3 \right], \quad (8) \\ \chi(\omega) &= \chi(\omega_0) + \frac{\partial \chi}{\partial \omega_0} \frac{\partial \omega_0}{\partial k_0} (k - k_0). \end{aligned} \quad (9)$$

令 $h = \frac{\partial \omega_c}{\partial \omega_0}$, 则

$$h = 1 - g^2/(\omega_b - \omega_0)^2. \quad (10)$$

由于 g 为小量, 且 ω_b 远离 ω_0 , 故 $h > 0$, 将(8), (9)式代入(7)式, 并注意到 $k - k_0 \rightarrow -i \frac{\partial}{\partial z}$, 则得到

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial t} \hat{\psi} &= \omega_0(\omega_0) \hat{\psi} - i h \omega' \frac{\partial}{\partial z} \hat{\psi} - \frac{1}{2} h \omega'' \frac{\partial^2}{\partial z^2} \hat{\psi} \\ &\quad + \frac{i}{6} h \frac{\partial^3 \omega_0}{\partial k_0^3} \frac{\partial^3}{\partial z^3} \hat{\psi} + 2\chi(\omega_0) \hat{\psi}^+ \hat{\psi}^2 - i 2 \frac{\partial \chi}{\partial \omega_0} \omega' \frac{\partial}{\partial z} (\hat{\psi}^+ \hat{\psi}^2), \end{aligned} \quad (11)$$

其中 $\omega' = \frac{\partial \omega_0}{\partial k_0}$, $\omega'' = \frac{\partial^2 \omega_0}{\partial k_0^2}$. 为将上式化简, 引入如下变换:

$$\hat{\psi}(z, t) = \hat{\phi}(\eta, s) \exp[-i\omega_c(\omega_0)t], \quad (12)$$

$$s = t - z/(h\omega'), \quad (13)$$

$$\eta = h\omega' t, \quad (14)$$

其中 η 具有传输距离的量纲, s 相应于离开脉冲中心的偏差, 于是(11)式变为

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial \eta} \hat{\phi} + \frac{\omega''}{2h^2(\omega')^3} \frac{\partial^2}{\partial s^2} \hat{\phi} - \frac{2\chi(\omega_0)}{h\omega'} \hat{\phi} + \hat{\phi}^2 + \frac{i}{6h^3(\omega')^4} \\ \times \frac{\partial^3 \omega_0}{\partial k_0^3} \frac{\partial^3}{\partial s^3} \hat{\phi} - i \frac{2}{h^2\omega'} \frac{\partial \chi}{\partial \omega_0} \frac{\partial}{\partial s} (\hat{\phi} + \hat{\phi}^2) = 0. \end{aligned} \quad (15)$$

注意到 $k'' = \frac{\partial^2 k}{\partial \omega^2} = -\omega''/(\omega')^3$ 和 $\chi < 0$, 上式变为

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial \eta} \hat{\phi} - \frac{k''}{2h^2} \frac{\partial^2}{\partial s^2} \hat{\phi} + \frac{2|\chi|}{h\omega'} \hat{\phi} + \hat{\phi}^2 + i \delta \frac{\partial^3}{\partial s^3} \hat{\phi} \\ + i \rho \frac{\partial}{\partial s} (\hat{\phi} + \hat{\phi}^2) = 0, \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $\delta = \frac{1}{6h^3(\omega')^4} \frac{\partial^3 \omega_0}{\partial k_0^3}$, $\rho = -\frac{2}{h^2\omega'} \frac{\partial \chi}{\partial \omega_0}$. 为了将上式化为无量纲形式, 令

$$\tau = \frac{s}{\sqrt{P_0 \lambda |k''|/2h^2}}, \quad \zeta = \eta/(\lambda P_0), \quad (17)$$

其中 λ 为波长, ζ 为归一化传输距离. 为使 η 取 km, λ 取 nm, 在(17)式中取 $P_0 = 10^9$, 于是有

$$i \frac{\partial}{\partial \xi} \hat{\phi} \pm \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \hat{\phi} + A \hat{\phi} + \hat{\phi}^2 + i \beta \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} \hat{\phi} + i \alpha \frac{\partial}{\partial \tau} (\hat{\phi} + \hat{\phi}^2) = 0, \quad (18)$$

其中 $\hat{\phi} = \hat{\phi}(\xi, \tau)$, 且有

$$\begin{aligned} A = \frac{2\lambda|\chi|P_0}{h\omega'}, \quad \beta = \frac{\sqrt{2} \frac{\partial^3 \omega_0}{\partial k_0^3}}{3(\omega')^4 \lambda^{1/2} |k''|^{3/2} P_0^{1/2}}, \\ \alpha = -\frac{2 \sqrt{2} \lambda^{1/2} P_0^{1/2}}{h\omega' |k''|^{1/2}} \frac{\partial \chi}{\partial \omega_0}. \end{aligned} \quad (19)$$

方程(18)等号左端正号对应于反常色散($k'' < 0$), 负号对应于正常色散($k'' > 0$). 方程(18)与文献[13]中的(2.35)式形式完全一致, 只是前者为算符方程. 与较完整的经典方程相比^[14], (18)式中设有高阶损耗项, 这是由于在得出有效哈密顿量(3)式时作了绝热近似而忽略了推迟效应. 不过若考虑推迟效应, 则很难消去变量 $\hat{b}$, 这将使问题变得复杂; 另外, 处理非线性介质时, 用量子化经典场的方法也表明, 若考虑推迟效应, 量子化很难施行. 如何解决这一问题有待进一步探讨.

三、微扰解

现在将(18)式等号左端后两项看作微扰项, 利用线性近似法, 来求解其微扰解. 仅考虑反常色散, 此时(18)式变为

$$i \frac{\partial}{\partial \xi} \hat{\phi} + \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \hat{\phi} + 2A \hat{\phi} + \hat{\phi}^2 + i \beta \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} \hat{\phi} + i \alpha \frac{\partial}{\partial \tau} (\hat{\phi} + \hat{\phi}^2) = 0. \quad (20)$$

对于一个较好的近似^[15], 光纤中的入射光场算符可写为

$$\hat{\phi}(0, \tau) = \epsilon_0 \int d\omega \hat{b}(0, \omega) e^{-i\omega\tau}, \quad (21)$$

其中 $\hat{b}(0, \omega)$ 满足对易关系

$$\begin{aligned} [\hat{b}(0, \omega), \hat{b}^+(0, -\omega)] &= \delta(\omega - \omega'), \\ [\hat{b}(0, \omega), \hat{b}(0, \omega')] &= 0, \end{aligned} \quad (22)$$

而 ϵ_0 则使两边量纲一致.

现假定(20)式具有经典定态解

$$\hat{\phi}(\xi) = \phi_0 e^{i\gamma\xi}, \quad (23)$$

其中 $\gamma = 2A|\phi_0|$, $\phi_0 = |\phi_0|e^{i\theta}$. 在非衰减抽运近似下, 可将 $\hat{\phi}(\xi, \tau)$ 分解为大经典抽运与量子微扰之和^[16,17], 即

$$\hat{\phi}(\xi, \tau) = \phi_0 e^{i\gamma\xi} + \hat{v}(\xi, \tau), \quad (24)$$

其中量子噪声为

$$\hat{v}(\xi, \tau) = \epsilon_0 \int d\omega \hat{b}(\xi, \omega) e^{-i\omega\tau}. \quad (25)$$

将(24)式代入(20)式, 并作线性近似, 可得

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial \xi} \hat{v} + \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} \hat{v} + \gamma e^{i2(\gamma\xi + \theta)} \hat{v}^+ + 2\gamma \hat{v} + i\beta \frac{\partial^3}{\partial \tau^3} \hat{v} \\ + i\alpha\gamma e^{2i(\gamma\xi + \theta)} \frac{\partial}{\partial \tau} \hat{v}^+ + i2\alpha\gamma \frac{\partial}{\partial \tau} \hat{v} = 0. \end{aligned} \quad (26)$$

线性近似假定了可观测量的 c 数部分与算符部分的平均值相比很大. 当光子数很大及脉冲是变换有限时, 这种假定是有效的^[18].

引入变换

$$\hat{b}(\xi, \omega) = e^{i(\gamma\xi + \theta)} \hat{c}(\xi, \omega), \quad (27)$$

利用(25), (26)和(27)式, 可得到

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial \xi} \hat{c}(\xi, \omega) + (\gamma - \omega^2 - \beta\omega^3 + 2\alpha\gamma\omega) \hat{c}(\xi, \omega) \\ + (\gamma + \alpha\gamma\omega) \hat{c}^+(\xi, -\omega) = 0. \end{aligned} \quad (28)$$

方程(28)及其厄密共轭方程可用矩阵表示为

$$\begin{aligned} i \frac{\partial}{\partial \xi} \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \hat{c}(\xi, \omega) \\ \hat{c}^+(\xi, -\omega) \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} \gamma - \omega^2 - \beta\omega^3 + 2\alpha\gamma\omega & \gamma + 2\alpha\gamma\omega \\ \gamma - \alpha\gamma\omega & \gamma - \omega^2 + \beta\omega^3 - 2\alpha\gamma\omega \end{bmatrix} \\ \times \begin{bmatrix} \hat{c}(\xi, \omega) \\ \hat{c}^+(\xi, -\omega) \end{bmatrix} = 0. \end{aligned} \quad (29)$$

设(29)式的形式解为

$$\begin{bmatrix} \hat{c}(\xi, \omega) \\ \hat{c}^+(\xi, -\omega) \end{bmatrix} = e^{i\lambda\xi} \begin{bmatrix} \hat{c}_1 \\ \hat{c}_2 \end{bmatrix}. \quad (30)$$

将(30)式代入(29)式中, 得出系统有非平凡解的条件为

$$\det \begin{bmatrix} -\lambda + \gamma - \omega^2 - \beta\omega^3 + 2\alpha\gamma\omega & \gamma + \alpha\gamma\omega \\ \gamma - \alpha\gamma\omega & \lambda + \gamma - \omega^2 + \beta\omega^3 - 2\alpha\gamma\omega \end{bmatrix} = 0. \quad (31)$$

求解(31)式得

对于

$$\begin{aligned}\omega^4 - 2\gamma\omega^2 + (\alpha\gamma\omega)^2 &\geq 0, \\ \lambda &= D(\omega) \pm B(\omega); \end{aligned} \quad (32)$$

对于

$$\begin{aligned}\omega^4 - 2\gamma^2\omega^2 + (\alpha\gamma\omega)^2 &\leq 0, \\ \lambda &= D(\omega) \pm iB(\omega), \end{aligned} \quad (33)$$

其中

$$D(\omega) = 2\alpha\gamma\omega - \beta\omega^3, \quad B(\omega) = |\omega^4 - 2\gamma\omega^2 + (\alpha\gamma\omega)^2|^{1/2}. \quad (34)$$

对于给定的初始条件 $\hat{c}(0, \omega)$, $\hat{c}^+(0, -\omega)$, 考虑(32)式这一情形, 有

$$\begin{aligned}\hat{c}(\xi, \omega) &= e^{iD(\omega)\xi} \left\{ \cos[B(\omega)\xi] + i \frac{(\gamma - \omega^2)}{B(\omega)} \sin[B(\omega)\xi] \right\} \hat{c}(0, \omega) \\ &+ ie^{iD(\omega)} \frac{(\gamma + \alpha\gamma\omega)}{B(\omega)} \sin[B(\omega)\xi] \hat{c}^+(0, -\omega). \end{aligned} \quad (35)$$

利用(27)式, 可得

$$\hat{b}(\xi, \omega) = \mu(\xi, \omega) \hat{b}(0, \omega) + \nu(\xi, \omega) \hat{b}^+(0, -\omega), \quad (36)$$

其中

$$\mu(\xi, \omega) = \exp\{i[D(\omega)\xi + \gamma\xi]\} \left\{ \cos[B(\omega)\xi] + i \frac{(\gamma^2 - \omega^2)}{B(\omega)} \sin[B(\omega)\xi] \right\} \quad (37)$$

$$\nu(\xi, \omega) = T(\xi, \omega) + R(\xi, \omega), \quad (38)$$

$$T(\xi, \omega) = \exp\{i[D(\omega)\xi + \gamma\xi + 2\theta]\} \frac{i\gamma}{B(\omega)} \sin[B(\omega)\xi], \quad (39)$$

$$R(\xi, \omega) = \exp\{i[D(\omega)\xi + \gamma\xi + 2\theta]\} \frac{ia\gamma\omega}{B(\omega)} \sin[B(\omega)\xi]. \quad (40)$$

利用(36)–(40)和(25)式, 可求出 $\hat{b}(\xi, \tau)$, 这样, 就求出了微扰解. 对于(33)式这一情形, 有相应的结果.

从(34)式可知, $B(\omega)$ 为 ω 的偶函数, 而 $D(\omega)$ 则为 ω 的奇函数, 由此可导出下列有用的性质:

$$|\mu(\omega)|^2 = |\mu(-\omega)|^2, \quad (41a)$$

$$|T(\omega)|^2 = |T(-\omega)|^2, \quad (41b)$$

$$|R(\omega)|^2 = |R(-\omega)|^2, \quad (41c)$$

$$\mu(\xi, \omega)T(\xi, -\omega) = \mu(\xi, -\omega)T(\xi, \omega), \quad (42)$$

$$\mu(\xi, \omega)R(\xi, -\omega) = -\mu(\xi, -\omega)R(\xi, \omega), \quad (43a)$$

$$T^*(\omega)R(\omega) = -T^*(-\omega)R(-\omega). \quad (43b)$$

四、高阶项对压缩的影响

电磁场中一个振幅分量的压缩或噪声减少可用零拍探测器来测量^[15], 该方法是在光载频 ω_0 处一强本征振荡光在光子探测器的表面与信号光相干涉. 为此, 引入零拍测量算符^[15]

$$I = \frac{1}{\sqrt{2}} \int_{-\Delta\omega}^{\Delta\omega} d\omega [\hat{b}(\xi, \omega) e^{i\Phi} e^{-i\omega\tau} + \hat{b}^+(\xi, -\omega) e^{-i\Phi} e^{i\omega\tau}], \quad (44)$$

其中 Φ 为本征振荡相位, 设光以真空涨落进入光纤, 即态矢为 $|0\rangle$, 且 $|0\rangle$ 为归一化的, 因此

$$\hat{b}(0, \omega)|0\rangle = 0, \langle 0|0\rangle = 1 \quad (\text{所有 } \omega). \quad (45)$$

I 为 $\hat{b}(0, \omega)$ 和 $\hat{b}^+(0, -\omega)$ 的线性算符, 其作用在真空态上的平均值为

$$\langle 0|I|0\rangle = 0, \quad (46)$$

即量子噪声的平均值为零. 二次量由下式给出:

$$\begin{aligned} \langle 0|I^2|0\rangle &= \int_0^{\Delta\omega} d\omega \left\{ \frac{1}{2} [\mu^*(\omega)\mu(\omega) + \mu^*(-\omega)\mu(-\omega)] \right. \\ &\quad + \frac{1}{2} [\nu^*(\omega)\nu(\omega) + \nu^*(-\omega)\nu(-\omega)] \\ &\quad + \frac{1}{2} e^{-i2\Phi} [\mu^*(\xi, -\omega)\nu^*(\xi, \omega) + \mu^*(\xi, \omega)\nu^*(\xi, -\omega)] \\ &\quad \left. + \frac{1}{2} e^{i2\Phi} [\mu(\xi, -\omega)\nu(\xi, \omega) + \mu(\xi, \omega)\nu(\xi, -\omega)] \right\}. \end{aligned} \quad (47)$$

利用(38)和(41)–(43)式, 可得

$$\begin{aligned} \langle 0|I^2|0\rangle &= \int_0^{\Delta\omega} d\omega \{ |\mu(\omega)|^2 + |T(\omega)|^2 + |R(\omega)|^2 \\ &\quad + 2\text{Re}[\mu(\xi, \omega)T(\xi, -\omega)e^{i2\Phi}] \}. \end{aligned} \quad (48)$$

量子噪声功率谱为

$$S(\omega) = |\mu(\omega)|^2 + |T(\omega)|^2 + |R(\omega)|^2 + 2\text{Re}[\mu(\xi, \omega)T(\xi, -\omega)e^{i2\Phi}]. \quad (49)$$

若存在一本征振荡相位 Φ , 使

$$S(\omega) < 1, \quad (50)$$

则将在 ω 处出现压缩. 选择合适的 Φ , 可求得频率 ω 处的最小或最大噪声功率谱, 即

$$S_{\max, \min}(\omega) = [|\mu(\omega)| \pm |T(\omega)|]^2 + |R(\omega)|^2. \quad (51)$$

对于 $\omega^4 - 2\gamma\omega^2 + (\alpha\gamma\omega)^2 \geq 0$,

$$\begin{aligned} |\mu(\omega)| &= \left\{ 1 + \frac{\gamma^2(1 - \alpha^2\omega^2)}{B^2(\omega)} \sin^2[B(\omega)\xi] \right\}^{1/2}, \\ |T(\omega)| &= \frac{\gamma}{B(\omega)} |\sin[B(\omega)\xi]|, \\ |R(\omega)| &= \frac{\alpha\gamma\omega}{B(\omega)} |\sin[B(\omega)\xi]|; \end{aligned} \quad (52)$$

对于 $\omega^4 - 2\gamma\omega^2 + (\alpha\gamma\omega)^2 \leq 0$,

$$\begin{aligned} |\mu(\omega)| &= \left\{ 1 + \frac{\gamma^2(1 - \alpha^2\omega^2)}{B^2(\omega)} \sin^2[B(\omega)\xi] \right\}^{1/2}, \\ |T(\omega)| &= \frac{\gamma}{B(\omega)} \sin h[B(\omega)\xi], \\ |R(\omega)| &= \frac{\alpha\gamma\omega}{B(\omega)} \sin h[B(\omega)\xi]. \end{aligned} \quad (53)$$

当 $\alpha=0$ 时, $R(\omega)=0$, 这时(51)式变为

$$S_{\max, \min}(\omega) = [|\mu(\omega)| \pm |T(\omega)|]^2. \quad (54)$$

此时过渡到文献[16]的结果.

显然, $S_{\min}(\omega)$ 与 β 无关, 可见三阶色散对压缩无影响.

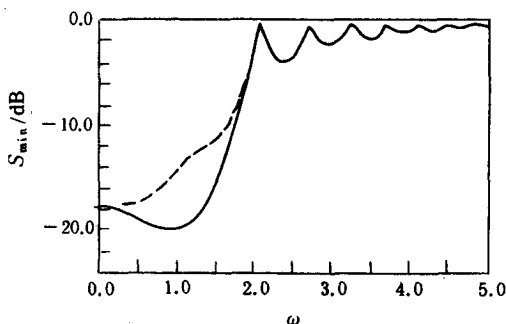


图1 最小压缩谱 ($\gamma=1, \xi=1$).

实线为 $\alpha=0$; 虚线为 $\alpha=0.3$

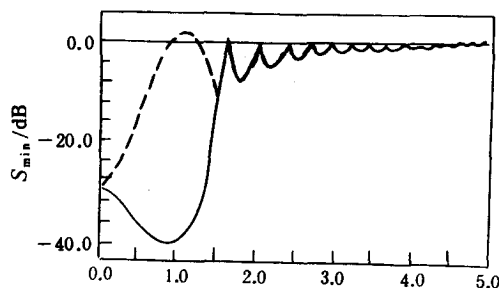


图2 最小压缩谱 ($\gamma=1, \xi=2$) 实线为 $\alpha=0$;

虚线为 $\alpha=0.3$

下面考虑立方导数项对压缩的影响. 图1给出 $S_{\min}(\omega)$ 随 ω 变化的谱线, $\gamma=1, \xi=1$. 由于压缩值较大, 按分贝计算了 $S_{\min}$, 图1中实线和虚线分别对应 $\alpha=0$ 和 $\alpha=0.3$, 从图1中可以看出, 立方导数项使压缩变浅.

为了比较起见, 图2给出 $\xi=2$ 的压缩谱线, 其它条件与图1相同, 图2也表明, 立方导数项的存在会使压缩量减少; 并且当 ω 接近 1.0 时, $S_{\min}$ 的值大于 1, ($S_{\min}(\text{dB}) > 0$), 这时根本没有压缩.

可见若要提高对光孤子测量的信噪比, 应该尽量减少立方导数项的影响.

值得注意的是, ω 接近 1.0 时, $S_{\min} > 1$, 这是由于调制不稳定性(MI)的结果. 若 $\alpha^2 \gamma^2 < 2\gamma$, 则对于较小的 ω , 将有 $\omega^4 - 2\gamma\omega + (\alpha\gamma\omega)^2 \leq 0$, 此时 λ 中将含虚部, 从而引起解的指数增长, MI 出现的条件为

$$\omega \leq (2\gamma - \alpha^2 \gamma^2)^{1/2}. \quad (55)$$

当

$$\omega_{\text{MI}} = \pm \left[\frac{1}{2}(\gamma + \alpha\gamma) \right]^{1/2} \quad (56)$$

时, 增长率达最大值.

五、结 论

利用微观模型和色散关系导出了含修正项的 *ONSE*, 求出其微扰解, 并研究了修正项对压缩的影响. 结果表明, 三阶色散对压缩无影响, 而立方导数项则使压缩变浅, 这对光孤子的探测方面是有意义的.

[1] M. Hillery and L. M. Mlodinov, *Phys. Rev.*, **A30**(1984), 1860.

[2] Y. Ben-Aryek and S. Serulnik, *Phys. Lett.*, **A155**(1991), 473.

- [3] P. D. Drummond and S. J. Carter, *J. Opt. Soc. Am.*, **B4**(1987), 1565.
- [4] M. Kitagawa and Y. Yamamoto, *Phys. Rev.*, **A34**(1986), 3974.
- [5] G. J. Milburn and C. A. Holmes, *Phys. Rev. Lett.*, **56**(1987), 2237.
- [6] Mecozzi and P. Tombesi, *Phys. Rev. Lett.*, **58**(1987), 1055.
- [7] G. S. Agrarwal and R. R. Puri, *Phys. Rev.*, **A39**(1989), 2969.
- [8] Vladimir Buzek and Igor Jex, *Opt. Comm.*, **78**(1990), 425.
- [9] H. A. Haus *et al.*, *J. Opt. Soc. Am.*, **B6**(1989), 1138.
- [10] Y. Lai. and H. A. Haus, *Phys. Rev.*, **A40**(1989), 844.
- [11] Ewan M. Wright, *Phys. Rev.*, **A43**(1991), 3836.
- [12] C. 基泰尔著, 杨顺华等译, 固体物理导论(北京, 科学出版社, 1979), 159 页.
- [13] A. Kumar, *Phys. Rep.*, **187**(1990), 64.
- [14] 郭旗等, 中国科学, (A 辑), (2)(1991), 200.
- [15] B. Yurke, *Phys. Rev.*, **A32**(1985), 300.
- [16] M. S. Potasek and B. Yurke, *Phys. Rev.*, **A35**(1987), 3974.
- [17] M. I. Potasek and B. Yurke, *Phys. Rev.*, **A38**(1988), 1335.
- [18] H. A. Haus and Y. Lai, *J. Opt. Soc. Am.*, **B7**(1990), 386.

QUANTUM TREATMENT OF OPTICAL SOLITON PROPAGATION

WEN YANG-JING FENG YU FU CHUAN-HONG

Department of Physics, Jiangxi Normal University, Nanchang 330027

(Received 19 January 1993)

ABSTRACT

In this paper, we treat optical soliton propagation with quantum method. We derive the quantum nonlinear Schrödinger equation (QNSE) with corrections by using the micro model of a Kerr-like medium and dispersion relation. We also find the perturbation solution of this equation and study the influence of corrections on squeezing. The result indicates that the third-order dispersion has no influence on squeezing and the term in $\frac{\partial}{\partial \tau}(\dot{\phi} + \dot{\phi}^2)$ makes the amount of squeezing decrease.

PACC: 4281