

宽频脉冲光的传播特性*

李琴 郭红†

(华中师范大学物理科学与技术学院, 武汉 430079)

(2010年5月24日收到; 2010年6月25日收到修改稿)

本文研究了宽频脉冲光在电磁诱导透明介质中的传播特性. 结果表明, 如果信号光的载波频率在透明窗口内, 且频宽相对于透明窗口较宽时, 输出信号光的时域宽度展宽, 并出现明显的延迟效应; 如果信号光的载波频率在介质吸收峰内, 且频宽远大于介质吸收峰线宽时, 信号光在传播过程中会发生形变, 输出信号出现两个峰, 峰值依赖于耦合光的频率和光强以及样品的长度, 在适当条件下, 在输出信号光中可获取较强的时域窄化的光脉冲.

关键词: 电磁诱导透明, 脉冲形变, 时间延迟, 相干叠加

PACS: 42.50.-p, 42.25.Bs

1. 引言

光容易获得且不易受外界干扰, 是量子信息的理想载体, 所以信号光的操控在通讯领域显得尤为重要. 1990年, Harris 和他的合作者首次预言并观察到电磁诱导透明(EIT)现象^[1,2]. 利用 EIT 介质陡峭变化的极化率可以减慢信号光的群速度^[3], 1999年 Hau 等人在超冷钠原子气中将光群速度降至 17 m/s^[4]. 基于脉冲光群速度的超慢传播^[5], 科学家们通过操控耦合光将信号光脉冲的群速度降至零从而实现了信号光脉冲和单光子脉冲的存储和释放^[6-12], 这在量子信息领域有着重要的应用前景^[13-18]. 在有耦合光的 Λ 型三能级原子系统中利用吸收色散曲线的陡峭变化可以实现信号光的超慢传播、存储和释放. 然而, 欲使信号光和释放光的波形无畸变则要求信号光频率处在介质的线性色散频域内, 这就大大限制了信号光的频宽^[19]. 大量研究针对载波频率处在透明窗口内的窄频脉冲光^[20-24], 例如文献[21]揭示了窄频信号光在 EIT 介质中传播时相位改变和波形失真的物理起源; 文献[23]研究了通过开、关耦合光来操控存储脉冲光的形状, 从而实现对释放信号光进行波形重整的目的. 这些研究扩大了 EIT 介质在信号处理方面的应用范围.

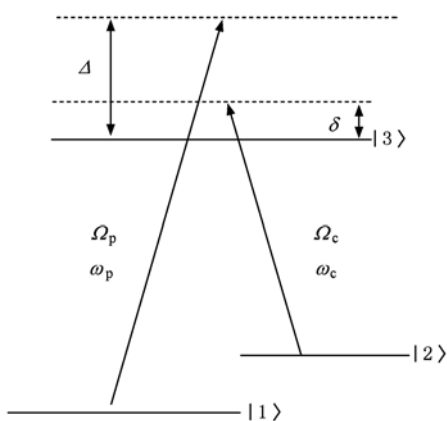
伴随着超短光脉冲的出现, 激光在信息处理、通信、光谱学和材料科学等领域的应用出现了新的突破, 近年来, 国内外学者对 EIT 介质中宽频光脉冲的传播特性进行了大量的实验和理论研究^[25-27]. 例如, 文献[26]通过分离信号光傅里叶分量的方法在理论上证明了实现宽频信号光延迟的可能性, 文献[27]利用匹配耦合光和信号光频率分量实现对宽频信号光的减慢和存储. 然而, 这些理论和实验都要求宽频脉冲光的载波频率处在 EIT 介质的透明窗口内. 当信号光载波频率与介质吸收峰的中心频率相等时, 信号脉冲的大部分频率分量处在介质吸收峰内, 被介质强烈吸收导致输出光强较小, 因此至今鲜有对于载波频率在介质吸收峰内的信号光传播特性的研究. 但是, 当信号光频宽远大于介质吸收峰线宽时, 信号光在传播过程中仍会有大部分频率分量处于介质透明窗口内, 此时输出端的信号光较强, 值得进一步深入研究. 本文利用数值模拟研究了宽频信号光的传播特性. 发现宽频信号光的传播特性比窄频信号光的传播特性复杂得多, 它与信号光的载波频率和波形、耦合光的频率和光强以及样品的长度等诸多因素有关.

2. 模型

图 1 为 Λ 型三能级原子能级结构示意图. 与原

* 国家自然科学基金(批准号:60878004)和湖北省自然科学基金(批准号:2010CDA075)资助的课题.

† 通讯联系人. E-mail: guohong@phy.cnu.edu.cn


 图1 Λ 型三能级原子

子相互作用的耦合光(信号光)的频率、波矢以及拉比频率分别为 $\omega_{c(p)}$, $\kappa_{c(p)}$ 和 $2\Omega_{c(p)}$, 其中 $\kappa_{c(p)} = \omega_{c(p)}/c$, $\Omega_{c(p)} = D_{2(1)3} E_{c(p)}/2\hbar$, c 为光在真空中传播的速度, D_{23} (D_{13}) 是原子能态 $|2\rangle$ 和 $|3\rangle$ ($|1\rangle$ 和 $|3\rangle$) 间的跃迁偶极矩, $|1\rangle$ 和 $|2\rangle$ 间跃迁禁闭. $\delta = \omega_c - \omega_{32}$ 和 $\Delta = \omega_p - \omega_{31}$ 分别是耦合场和信号场的失谐量. 系统的哈密顿量为^[28,29]

$$\hat{H} = \sum_{j=1}^3 \omega_j |j\rangle \langle j| - (\Omega_p e^{-i\omega_p t} |3\rangle \langle 1| + \Omega_c e^{-i\omega_c t} |3\rangle \langle 2| + \text{h. c.}). \quad (1)$$

极化率的实部 χ' 和虚部 χ'' 分别反映介质对信号光的色散和吸收特性, 显然它们依赖于耦合光的强弱和频率. 在双光子共振时 χ' 和 χ'' 都为零, 介质对信号光无吸收, 这正是电磁诱导透明. 如图 2(a) 所示当耦合光共振 ($\delta = 0$) 时, χ'' 关于 $\omega_p = \omega_{31}$ 对称, 而 χ' 关于 $\omega_p = \omega_{31}$ 反对称, 透明窗口的宽度随耦合光拉比频率 $|\Omega_c|$ 的增大而增大. 图中 $\gamma = 10$ MHz, 原子数密度 $N = 3 \times 10^{15} \text{ m}^{-3}$, $|D_{31}|^2 = 9.3466 \times 10^{-59} \text{ m}^2 \cdot \text{C}^2$. 图 2(b) 则表明当耦合光失谐量 δ 不为零时, χ' 和 χ'' 的对称性被破坏, 两吸收峰的宽度不再相等, 其差别随着耦合光失谐量 δ 的增大而愈加明显. 若耦合光失谐量 $\delta > 0$, 介质两吸收峰发生右移, 其中左

原子密度矩阵元的演化方程

$$\dot{\rho}_{31} = - \left[i(\omega_3 - \omega_1) + \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_3) \right] \rho_{31} - i\Omega_p e^{-i\omega_p t} (\rho_{33} - \rho_{11}) + i\Omega_c e^{-i\omega_c t} \rho_{21}, \quad (2)$$

$$\dot{\rho}_{32} = - \left[i(\omega_3 - \omega_2) + \frac{1}{2}(\Gamma_2 + \Gamma_3) \right] \rho_{32} - i\Omega_c e^{-i\omega_c t} (\rho_{33} - \rho_{22}) + i\Omega_p e^{-i\omega_p t} \rho_{12}, \quad (3)$$

$$\dot{\rho}_{21} = - \left[i(\omega_2 - \omega_1) + \frac{1}{2}(\Gamma_1 + \Gamma_2) \right] \rho_{21} - i\Omega_p e^{-i\omega_p t} \rho_{23} + i\Omega_c^* e^{i\omega_c t} \rho_{31}, \quad (4)$$

其中 $\Gamma_{ij} = \Gamma_i \delta_{ij}$ 代表原子处在 $|i\rangle$ 态的衰变率, 为简便起见 1) 取 $\Gamma_1 = \Gamma_2 = 0$, $\Gamma_3 = 2\gamma$, 即仅考虑上能态 $|3\rangle$ 的衰变; 2) 耦合场强度远强于信号场强度 ($|\Omega_c| \gg |\Omega_p|$). 对上述方程组做傅里叶变换不难得到

$$\rho_{31}(\omega_p) = \frac{\omega_p - \omega_c - \omega_{21}}{|\Omega_c|^2 - (\omega_p - \omega_c - \omega_{21})(\omega_p - \omega_{31} + i\gamma)} \cdot \frac{D_{13}}{2\hbar} E_p(\omega_p). \quad (5)$$

$\rho_{31}(\omega_p)$ 和 $E_p(\omega_p)$ 分别是 $\rho_{31}(t)$ 和 $E_p(t)$ 的傅里叶变换, 上式反映了介质对信号场的线性响应. 利用关系式^[28]

$$D_{31} N \rho_{31}(\omega_p) = \varepsilon_0 \chi(\omega) E_p(\omega_p), \quad (6)$$

可以得到复极化率 $\chi = \chi' + i\chi''$ 的实部和虚部的表达式

$$\chi'(\omega_p) = \frac{N |D_{31}|^2}{2\hbar \varepsilon_0} \cdot \frac{(\omega_p - \omega_c - \omega_{21})(|\Omega_c|^2 - (\omega_p - \omega_{31})(\omega_p - \omega_c - \omega_{21}))}{(|\Omega_c|^2 - (\omega_p - \omega_{31})(\omega_p - \omega_c - \omega_{21}))^2 + \gamma^2(\omega_p - \omega_c - \omega_{21})^2}, \quad (7)$$

$$\chi''(\omega_p) = \frac{N |D_{31}|^2}{2\hbar \varepsilon_0} \cdot \frac{\gamma(\omega_p - \omega_c - \omega_{21})^2}{(|\Omega_c|^2 - (\omega_p - \omega_{31})(\omega_p - \omega_c - \omega_{21}))^2 + \gamma^2(\omega_p - \omega_c - \omega_{21})^2}. \quad (8)$$

侧吸收峰和反常色散频域展宽, 右侧吸收峰和反常色散频域压窄; 通过增大耦合光强度可以减小耦合光失谐量对 χ' 和 χ'' 对称性与反对称性的破坏.

3. 分析与讨论

信号光的电场强度 $E_p(t, z)$ 满足麦克斯韦波动方程

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \right) E_p(t, z) = i \frac{N \omega_p D_{31}}{2 \varepsilon_0 c} \rho_{31}(t, z). \quad (9)$$

对上式进行傅里叶变换并利用(5)式可得

$$E_p(\omega, z) = E_p(\omega, 0) e^{i(\frac{\omega}{2\chi} + \frac{\omega}{c})z}$$

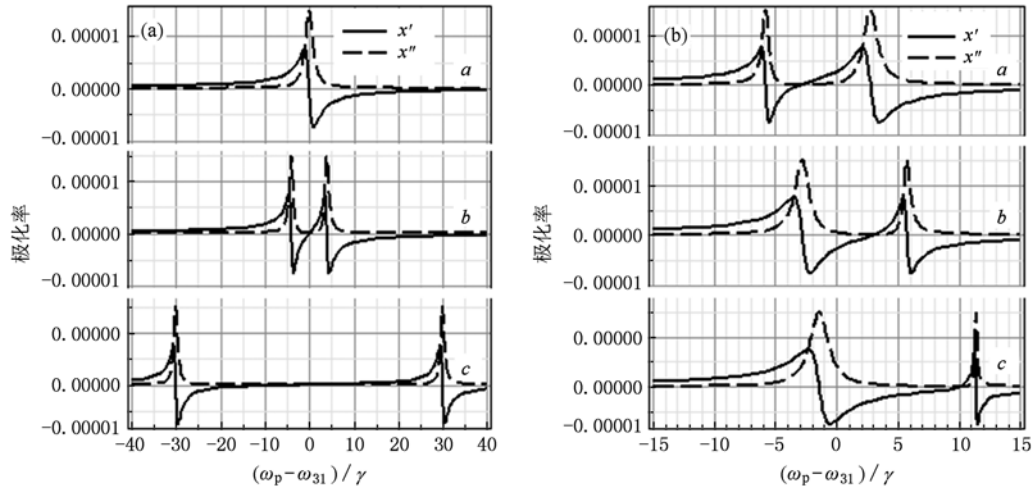


图2 χ' (实线)和 χ'' (虚线)随 $(\omega_p - \omega_{31})/\gamma$ 的变化曲线 (a) $\delta = 0$ (曲线a为无耦合光, b为 $|\Omega_c| = 4\gamma$, c为 $|\Omega_c| = 30\gamma$); (b) $|\Omega_c| = 4\gamma$ (曲线a为 $\delta = -3\gamma$, b为 $\delta = 3\gamma$, c为 $\delta = 10\gamma$)

$$= E_p(\omega, 0) e^{-\frac{\omega}{2\chi} z} \cdot e^{i(\frac{\omega}{2\chi} + \frac{\omega}{c}) z}, \quad (10)$$

其中 $E_p(\omega, 0)$ 是入射信号光电场强度 $E_p(t, 0)$ 的傅里叶变换. 从而得到输出脉冲电场强度

$$E_p(t, z) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_p(\omega, z) e^{-i\omega t} d\omega. \quad (11)$$

输出脉冲的光强

$$I_p(t, z) = E_p(t, z) \times E_p^*(t, z). \quad (12)$$

下面我们将详细讨论高斯脉冲光和指数脉冲光的传播特性.

3.1. 高斯脉冲光的传播特性

高斯脉冲光

$$E_{Pg}(t, 0) = E_g e^{-t^2/2T_g^2} e^{-i\omega_0 t}, \quad (13)$$

其傅里叶变换为

$$\tilde{E}_{Pg}(\omega, 0) = E_g T_g e^{-(\omega - \omega_0)^2 T_g^2 / 2}, \quad (14)$$

其中 E_g 代表输入高斯脉冲光的最大振幅, ω_0 和 T_g 分别是它的载波频率和时域宽度.

为了与后文讨论的指数脉冲光进行比较,定义频宽 $\Delta\omega$ 为光强 $|E_{Pg}(\omega, 0)|^2$ 降为最大光强 $|E_{Pg(\max)}|^2 = E_g^2 T_g^2$ 的1/2时所对应的频率差值. 对于高斯脉冲光,时宽 T_g 和频宽 $\Delta\omega$ 满足关系式

$$\Delta\omega = \frac{2\sqrt{\ln 2}}{T_g}. \quad (15)$$

图3反映了 $\omega_0 = \omega_{31}$ 时高斯脉冲信号光的传播特性. 当信号光的频宽相对于透明窗口较宽时,输出信号脉冲的光强显著减弱,波形略有改变,但仍可近似为高斯型,时间宽度变宽,如图3(a)所示,图

4(a)为图3(a)对应的频谱图. 处于透明窗口内的信号光中心频率分量能无吸收地通过介质,处于吸收峰的两翼频率分量被吸收少许,因此输出脉冲的频宽得到窄化,时宽变大;由于信号光的绝大部分频率分量处在介质正常色散区域内,该区域内色散曲线的斜率明显变化,所以信号脉冲延迟效应凸显出来. 信号光的延迟可以应用于量子记忆系统,对解决量子信息和通讯安全具有指导意义^[30],这样一个EIT系统可以应用于展宽脉冲光的时间宽度和延迟宽频脉冲光.

耦合光失谐量大于零时,如图2(b)所述,介质吸收峰出现频率偏移现象,且吸收峰线宽的变化随着耦合光失谐量 δ 的增大而愈加明显. 图3(b)曲线b描述耦合光的失谐量较大时信号光的传播特性,图4(b)为图3(b)曲线b对应的频谱图. 此时,介质对信号光两翼频率分量的吸收、色散性质不再相同致使信号光的频谱发生形变,输出信号光的波形也随之发生改变. 随着耦合光失谐量的增大,脉冲两翼频率分量所处介质的色散性质的不对称性加剧,因此输出信号脉冲的形变越加明显,如图3(b)所示.

通过选择合适介质可使介质吸收峰的中心频率与信号光载波频率相等(即信号光的载波频率在介质吸收峰内),当介质吸收峰线宽远小于信号光频宽时,输出脉冲在时域上分裂成前、后两个波包,如图5所示. 如前文所述,通过调节耦合光频率,可以达到减小介质吸收峰线宽的目的. 结果发现,随着介质吸收峰线宽的减小,输出脉冲在时域上前、

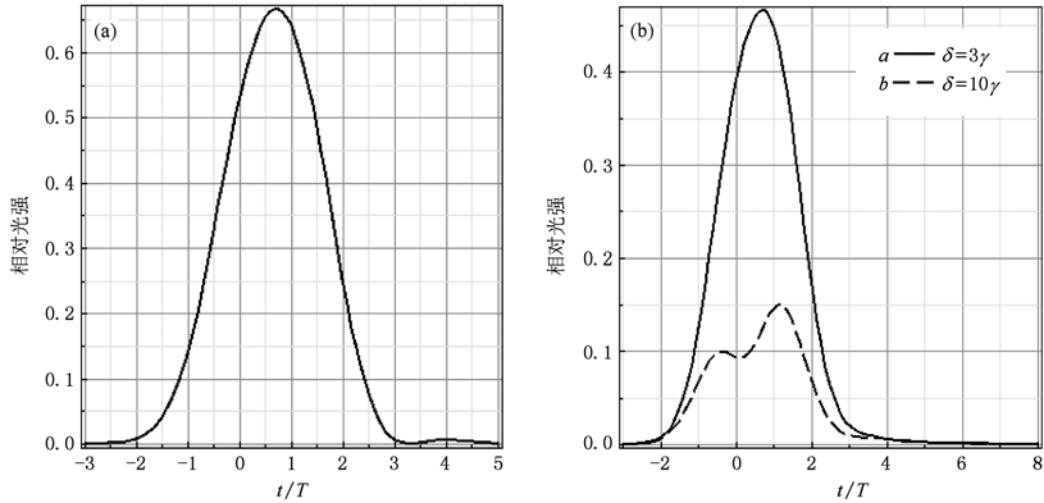


图3 高斯信号光的输出脉冲 ($|\Omega_c| = 4\gamma, \omega_0 = \omega_{31}, T_g = 0.5\gamma^{-1}, \omega_0 = 2.3546 \times 10^9 \text{ MHz}, z = 6.5 \text{ cm}$) (a) $\delta = 0$; (b) $\delta \neq 0$

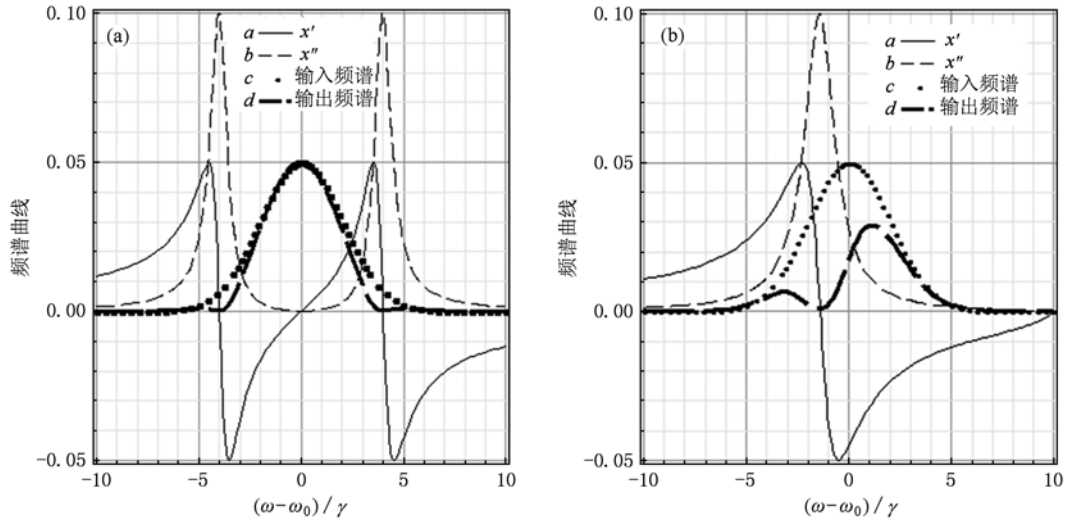


图4 高斯信号光的振幅随频率的变化曲线(参数同图3) (a) $\delta = 0$; (b) $\delta = 10\gamma$

后两个波包光强极值的比值增大。

图6是图5(b)曲线b所描述输出脉冲的频谱 $E_p(\omega, z)$ 特性。信号脉冲进入介质后,被介质有选择地吸收,即其中心频率部分被强烈吸收,两翼频率部分被吸收得较少,从而使得它在频域上分成“高频”和“低频”两个部分。图7曲线a, b为“高频”和“低频”两个部分分别在时间域上形成的波包;曲线c是这两个时域上的波包非相干叠加的结果 $I_1 + I_2$;曲线d则是这两个时域上的波包相干叠加的结果 $|E_1 + E_2|^2$,它与输出光脉冲一致,如5(b)曲线b所示。载波频率与介质吸收峰中心频率相等的信号光,当其频宽远大于介质吸收峰线宽时,输出脉冲

发生形变,出现两个峰值,这是“高频”和“低频”两个波包在传播过程中发生干涉的结果。

图8为时域上这两个波包的相位差。比较图7和图8不难发现,在同相位的时刻,两个波包干涉相长,光强出现极大值,输出脉冲在时间的负轴上形成一个波峰,且波峰峰值与信号光载波频率处于介质透明窗口内的输出信号光(图3(a))的光强极大值相当。然而,信号光载波频率处于介质透明窗口内,输出脉冲时域展宽;信号光的载波频率在介质吸收峰内,时间的负轴上形成的输出脉冲时域窄化。需要特别注意的是,输出脉冲在时间的负轴上形成了一个波峰,并不说明此时出现了超快光,因

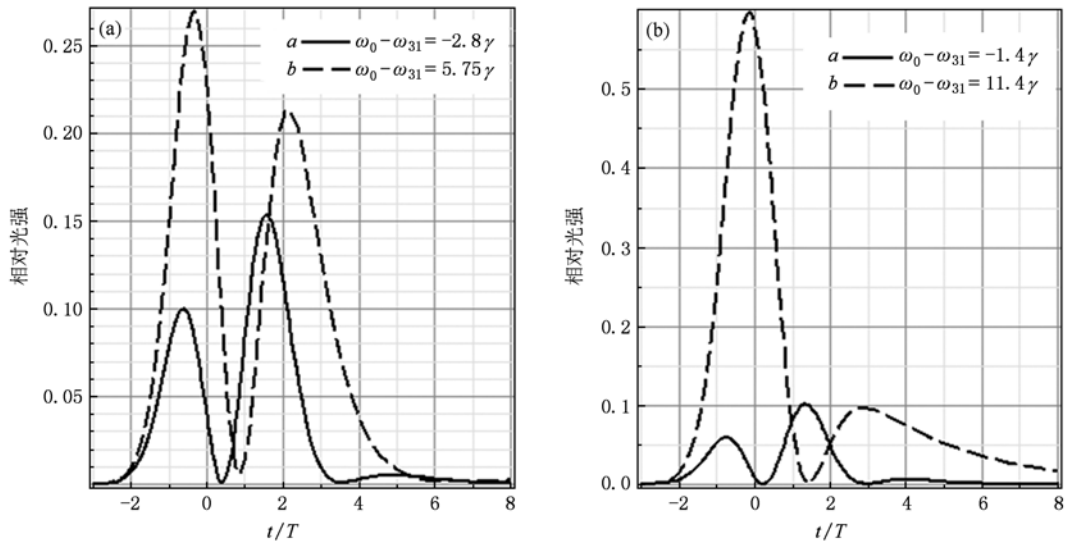


图5 高斯信号光的输出脉冲($|\Omega_c| = 4\gamma, T_g = 0.5\gamma^{-1}, \omega_0 = 2.3546 \times 10^9 \text{ MHz}, z = 6.5 \text{ cm}$) (a) $\delta = 3\gamma$; (b) $\delta = 10\gamma$

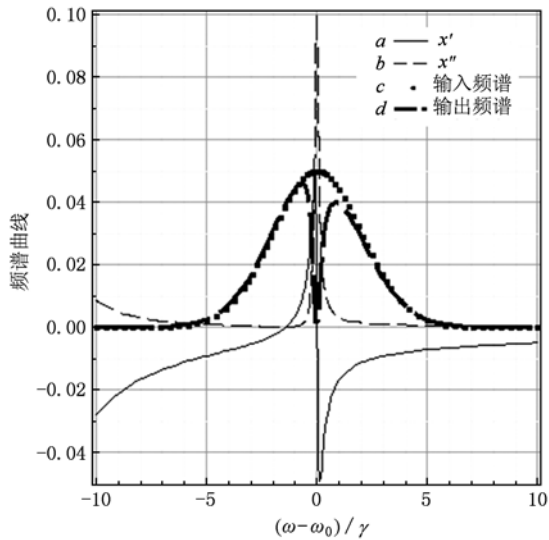


图6 高斯信号光的振幅随频率的变化曲线(参数同图5(b)曲线b)

为高斯信号光发生严重形变,群速度此时已经失去了意义,“高频”和“低频”两个波包同相位对应的时刻处在时间的负轴上,导致它们干涉相长形成的波峰处在时间的负轴上.另外,在相位差为 π 时,两个波包干涉相消,尽管此时“高频”和“低频”两个波包均有一定大小的光强,但输出脉冲的光强出现极小值.由此可见,输出脉冲的峰值个数与“高频”和“低频”两个波包同相位的次数密切相关.

为了说明输出脉冲的峰值个数依赖于“高频”和“低频”两个波包同相位的次数,图9(a)研究了两个不同载波频率的窄频高斯脉冲同时进入EIT介

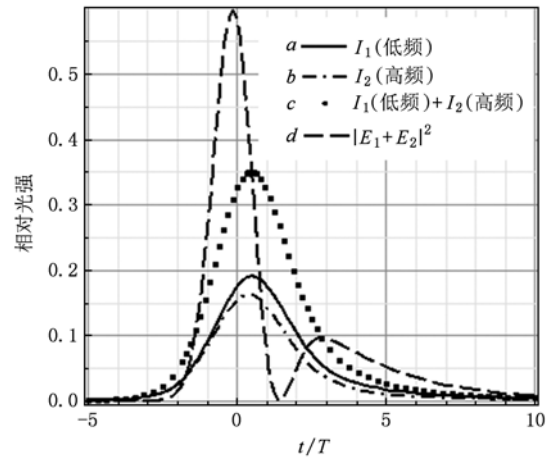


图7 高斯信号光输出光强随时间的变化曲线(参数同图6)

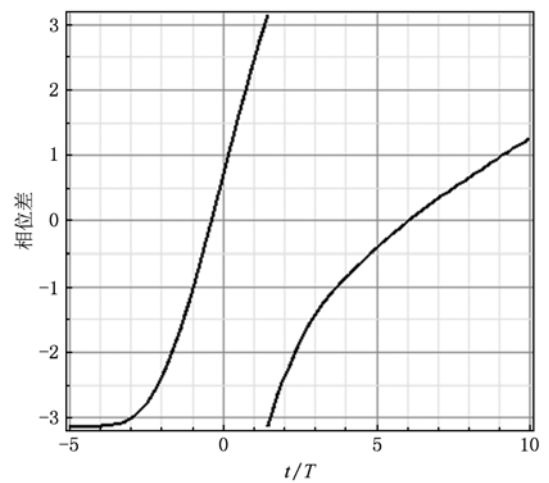


图8 “高频”和“低频”两个波包的相位差(参数同图6)

质中的传播特性,耦合光和介质的性质与图 6 一致,两个窄频高斯脉冲光的载波频率分别为图 6 曲线 d 两个极大值所对应的频率 ($\omega_{01} = \omega_{31} + 10.8\gamma$ 和 $\omega_{02} = \omega_{31} + 12\gamma$), 并且两窄频脉冲的频宽相同. 图 9 (a) 曲线 a, b 是两个高斯脉冲单独传播时的输出信号, 它们的光强是 I_1 和 I_2 . 图 9(a) 曲线 c 是两个高

斯脉冲同时传播时的输出信号, 可以看出, 两个窄频脉冲在传播过程中会发生干涉现象, 其输出信号的特性曲线 c 与图 7 曲线 d 描述的宽频高斯脉冲的相似. 比较图 9(a) 和 (b) 不难发现, 两信号脉冲由于其频宽的减小, 时域上宽度增大, 导致它们同相位的次数增多, 输出脉冲峰值个数相应增多.

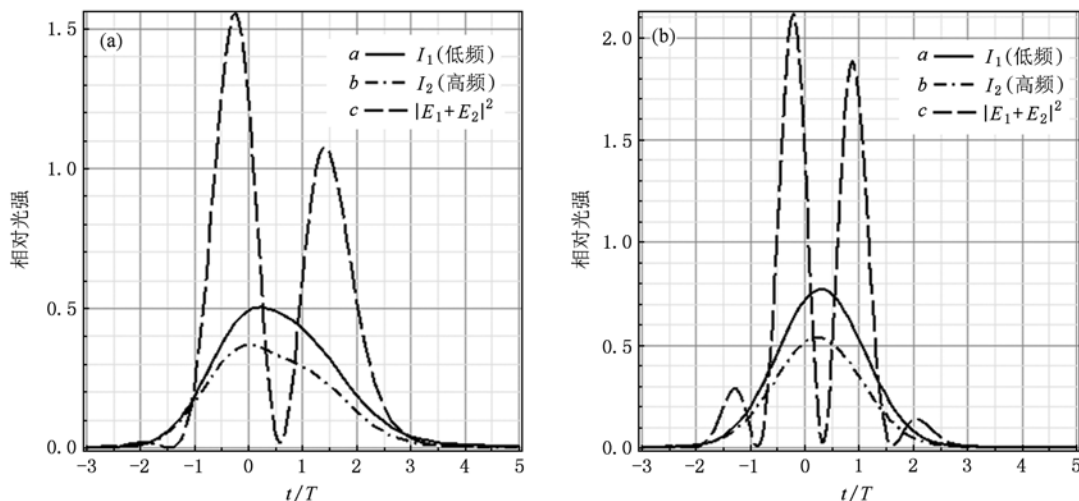


图 9 窄频非共振高斯信号光的传播 ($|\Omega_c| = 4\gamma, \delta = 10\gamma, \omega_{01} - \omega_{31} = 10.8\gamma, \omega_{02} - \omega_{31} = 12\gamma$) (a) $T_g = 2\gamma^{-1}$; (b) $T_g = 4\gamma^{-1}$

图 10 展示了高斯脉冲在介质不同深度的波形. 可以发现, 随着信号光在介质中的传播, 脉冲发生形变, 在时域上逐渐分裂成前、后两个波包. 其中时域上的前波包是频域上被介质选择性吸收分成“高频”和“低频”两个部分在同相位时刻形成的, 其峰值逐渐减小, 频谱发生展宽, 时域上出现窄化; 随着信号光在介质中的传播, 逐渐形成时域上的后波包, 并且后波包的光强逐渐增大, 由于“高频”和“低频”两部分形成的波包在相位差为 $\pi/2$ 时光强较

大, 而在随后同相位的时刻光强较小, 因此时域上的后波包是这两个部分在相位差为 $\pi/2$ 时形成的. 随着样品长度的增大, 输出脉冲在时域上前、后两个波包光强极值的比值减小. 可见, 通过调节样品长度可改变输出脉冲的波形, 可以在输出光中截取较强的时域窄化的脉冲.

3.2. 指数脉冲的传播特性

指数脉冲光

$$E_p(t, 0) = E_e e^{-t/(2T_e)} e^{-i\omega_0 t}, \quad (16)$$

其傅里叶变换为

$$\tilde{E}_{pe}(\omega, 0) = \frac{E_e}{T_e \cdot \sqrt{2\pi}} \cdot \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + 1/4T_e^2}, \quad (17)$$

其中 ω_0 是指数脉冲的载波频率, 与高斯脉冲相同; E_e 是常数, 代表输入脉冲的最大振幅. 指数脉冲的最大光强 $|E_{pe(\max)}|^2 = \frac{8}{\pi} E_e^2 T_e^2$, 它的时间宽度 T_e 和频宽 $\Delta\omega$ 满足关系式

$$\Delta\omega = \frac{\sqrt{\sqrt{2}-1}}{T_e}. \quad (18)$$

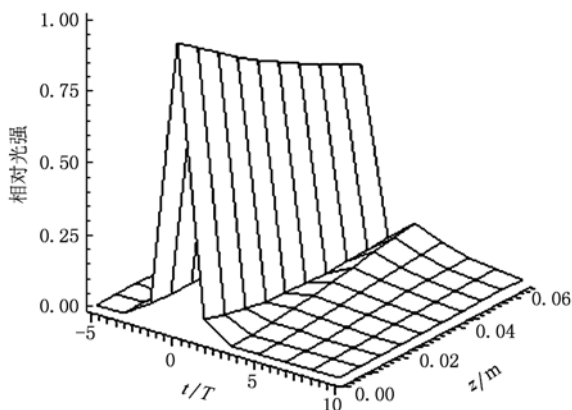


图 10 高斯信号光在介质不同深度的波形 (其他参数同图 6)

取指数脉冲的频宽 $\Delta\omega$ 与高斯脉冲的相同. 为了与前文讨论的高斯脉冲比较, 取 $|E_{Pe(\max)}|^2 = |E_{Pg(\max)}|^2$, 可得

$$E_c = \sqrt{\frac{25\pi}{32}} E_g. \quad (19)$$

图 11(a)反映了 $\omega_0 = \omega_{31}$ 的指数脉冲信号光的传播特性, 当信号脉冲的频宽相对于透明窗口较宽时, 与高斯脉冲的结果相比, 指数脉冲的波形发生明显变化. 图 12(a)为图 11(a)对应的频谱图. 比较两种脉冲的频谱曲线特性不难发现, 对于频宽相同的两种脉冲, 指数脉冲相对高斯脉冲的频率分布较分散. 高斯脉冲的频率分量主要集中在介质透明窗口内, 这是其脉冲延迟和频宽得以窄化的根本原因; 指数脉冲的频率分量涵盖介质透明窗口和两吸

收峰, 它在频域上被介质分为三个部分, 输出脉冲的传播特性是频域上三个部分在时域上形成的波包相互干涉的结果.

图 11(b)分别反映了载波频率与介质吸收峰中心频率相等时的指数脉冲信号光的传播特性. 与描述高斯脉冲传播特性的图 7 相比, 指数脉冲在同相位的时刻, 两个光波干涉相长所产生的光强极大值较大; 在相位差为 $\pi/2$ 时, 两个光波的合振幅的光强的极值较小, 这是因为指数脉冲相对高斯脉冲的频率分布较分散, 介质吸收峰线宽相对指数脉冲较窄, 导致输出脉冲的光强的极值增强, 并且输出光强两极值的相对比值较大. 由此可见, 利用指数脉冲更容易实现光脉冲的窄化.

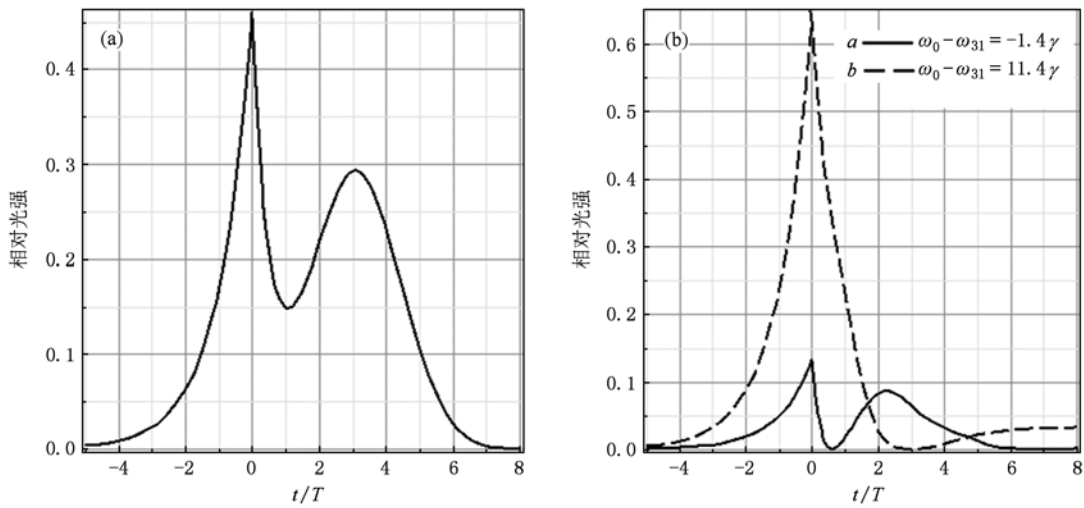


图 11 指数信号光的输出脉冲 ($|\Omega_c| = 4\gamma, T_c = 0.2\gamma^{-1}, \omega_0 = 2.3546 \times 10^9$ MHz, $z = 6.5$ cm) (a) $\delta = 0, \omega_0 = \omega_{31}$; (b) $\delta = 10\gamma$

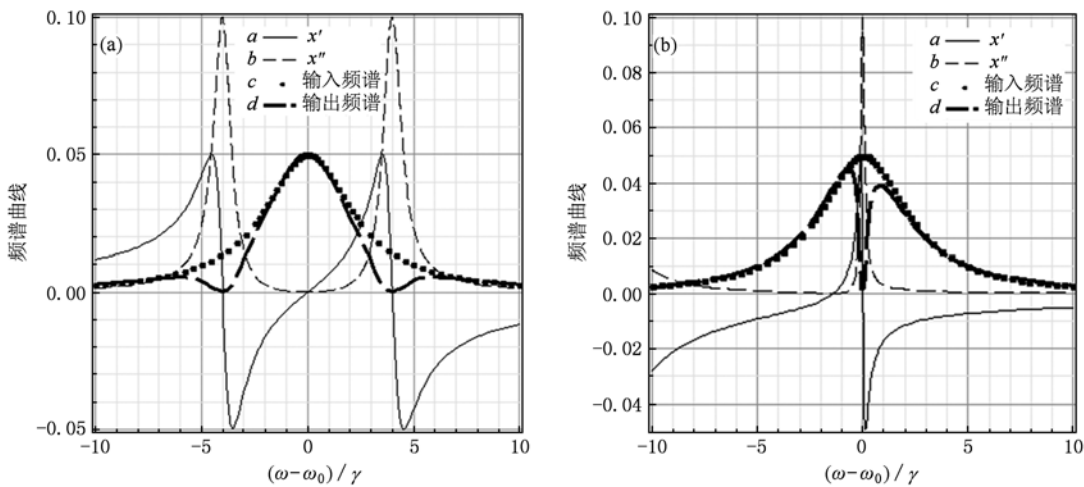


图 12 指数信号光的振幅随频率的变化曲线 (参数同图 11) (a) $\delta = 0, \omega_0 = \omega_{31}$; (b) $\delta = 10\gamma, \omega_0 - \omega_{31} = 11.4\gamma$

4. 结 论

本文研究了宽频高斯脉冲和指数脉冲在 EIT 介质中的传播特性. 结果表明, 对于载波频率与介质相应能级跃迁共振的信号光, 当信号脉冲的频宽相对于透明窗口较宽时, 高斯脉冲频率分布相对集中的特点, 致使在输出端可以得到时间宽度展宽的脉冲光. 对于载波频率与介质吸收峰中心频率相等的高斯脉冲, 当信号光频宽远大于介质吸收峰线宽时, 信号光在传播过程中会发生形变,

输出脉冲出现两个峰, 其中一个峰值较大且相应的宽度较窄. 通过调节耦合光频率和强度、改变样品长度, 可以控制输出脉冲峰值的相对比值, 从而实现对输出脉冲形状的操控. 同时, 指数脉冲频率分布相对分散的特点, 使得利用载波频率与介质吸收峰中心频率相等的指数脉冲更容易实现光脉冲的窄化. 本文研究结果对宽频脉冲光的操控具有重要意义.

本文作者郭红感谢中国科学院武汉物理与数学研究所詹明生研究员和王谨研究员的有益讨论.

- [1] Harris S E, Field J E and Imamoglu A 1990 *Phys. Rev. Lett.* **64** 1107
- [2] Bollinger K J, Imamoglu A, Harris S E 1991 *Phys. Rev. Lett.* **66** 2593
- [3] Harris S E 1997 *Phys. Today* **50** 36
- [4] Hau L V, Harris S E, Dutton Z, Behroozi C H 1999 *Nature* **397** 594
- [5] Wang B, Li S J, Chang H, Wu H B, Xie C D, Wang H 2005 *Acta Phys. Sin.* **54** 4136 (in Chinese) [王波、李淑静、常宏、武海斌、谢常德、王海 2005 物理学报 **54** 4136]
- [6] Liu C, Dutton Z, Behroozi C H, Hau L V 2001 *Nature* **409** 490
- [7] Phillips D F, Fleischhauer A, Mair A, Walsworth R L 2001 *Phys. Rev. Lett.* **86** 783
- [8] Eisaman M D, André A, Massou F, Fleischhauer M, Zibrov A S, Lukin M D 2005 *Nature* **438** 837
- [9] Chanelière T, Matsukevich D N, Jenkins S D, Lan S Y, Kennedy T A B, Kuzmich A 2005 *Nature* **438** 833
- [10] Huang S G, Gu W Y, Ma H Q 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 4211 (in Chinese) [黄善国、顾晓仪、马海强 2004 物理学报 **53** 4211]
- [11] Wang L R, Zhao Y T, Ma J, Zhao J M, Xiao L T, Jia S T 2006 *Chin. Phys.* **15** 365
- [12] Wang F Y, Shi B S, Lu X S, Guo G C 2008 *Chin. Phys. B* **17** 1798
- [13] Gorshkov A V, André A, Fleischhauer M, Sørensen A S, Lukin M D 2007 *Phys. Rev. Lett.* **98** 123601
- [14] Gorshkov A V, André A, Lukin M D, Sørensen A S 2007 *Phys. Rev. A* **76** 033805
- [15] Choi K S, Deng H, Laurat J, Kimble H J 2008 *Nature* **452** 67
- [16] Cviklinski J, Ortalo J, Laurat J, Bramati A, Pinard M, Giacobino E 2008 *Phys. Rev. Lett.* **101** 133601
- [17] Yang L J, Zhang L S, Li X L, Li X W, Guo Q L, Han L, Fu G S 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5206 (in Chinese) [杨丽君、张连水、李晓莉、李晓苇、郭庆林、韩理、傅广生 2006 物理学报 **55** 5206]
- [18] Zhang L S, Li X L, Wang J, Yang L J, Feng X M, Li X W, Fu G S 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 4921 (in Chinese) [张连水、李晓莉、王健、杨丽君、冯晓敏、李晓苇、傅广生 2008 物理学报 **57** 4921]
- [19] Payne M G, Deng L 2001 *Phys. Rev. A* **64** 031802
- [20] Du D, Hu X M 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 5232 (in Chinese) [杜丹、胡响明 2006 物理学报 **55** 5232]
- [21] Chen Y F, Kao Y M, Lin W H, Yu T A 2006 *Phys. Rev. A* **74** 063807
- [22] Kiffner M, Dey T N 2009 *Phys. Rev. A* **79** 023829
- [23] Patnaik A K, Kien F L, Hakuta K 2004 *Phys. Rev. A* **69** 035803
- [24] Novikova I, Phillips N B, Gorshkov A V 2008 *Phys. Rev. A* **78** 021802
- [25] Bashkansky M, Beadie G, Dutton Z, Fatemi F K, Reintjes J, Steiner M 2005 *Phys. Rev. A* **72** 033819
- [26] Sun Q, Rostovtsev Y V, Dowling J P, Scully M O, Zubairy M S 2005 *Phys. Rev. A* **72** 031802
- [27] Yavuz D D 2007 *Phys. Rev. A* **75** 031801
- [28] Scully M O, Zubairy M S 1997 *Quantum Optics* (Cambridge: Cambridge University Press) p225
- [29] Fleischhauer M, Imamoglu A, Marangos J P 2005 *Rev. Mod. Phys.* **77** 633
- [30] Mishina O S, Larionov N V, Sheremet A S, Sokolov I M, Kupriyanov D V 2008 *Phys. Rev. A* **78** 042313

The propagation properties of broadband pulse^{*}

Li Qin Guo Hong[†]

(College of Physical Science and Technology, Central China Normal University, Wuhan 430079, China)

(Received 24 May 2010; revised manuscript received 25 June 2010)

Abstract

The propagation of broadband pulse in a medium with electromagnetically induced transparency (EIT) was studied. The results show that if the carrier frequency of pulse is exactly tuned to the center of the transparency window, and the pulse spectrum is broader than transparency window, the pulse is temporally broadened and the delay effect is significant. If the carrier frequency of pulse is exactly tuned to the region of absorption, and the pulse spectrum is wide with respect to the width of absorption line, the pulse begins to distort after a certain distance and is split into two parts at last. The peak value depends not only on the frequency and intensity of the coupling field, but also on the length of the sample. Under appropriate conditions, strong and time domain narrowed pulse can be obtained in the output light.

Keywords: electromagnetically induced transparency(EIT), shape distortion, time delay, coherent addition

PACS: 42.50.-p, 42.25.Bs

^{*} Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant No. 60878004) and the Natural Science Foundation of Hubei Province, China (Grant No.2010CDA075).

[†] Corresponding author. E-mail: guohong@phy.ccnu.edu.cn