

文章编号: 0253-2239(2007)02-0344-6

超光速群速度与信息传输的有效速度*

郭奇志 谭维翰

(上海大学物理系, 上海 200444)

摘要: 研究了反常色散介质中脉冲形变对超光速群速度的影响,发现即使光脉冲完全不产生形变群速度仍会超过真空中的光速。但波包的群速度并不等同于信号的传输速度,采用信息论方法,定义了信号的有效传输速度,并用于解释 WKD (Wang, Kuzmich, Dogariu)实验。通过计算入射光与出射光信号所携带的信息量,发现由于光的波动衍射及光子散粒噪声的影响,出射光所携带的信息量会损失,使得光信号的有效传播速度不会超过真空中的光速。

关键词: 量子光学; 光本性的理论; 超光速群速度; 光信号携带的信息量; 信号的有效传播速度

中图分类号: O431 文献标识码: A

Superluminal Group Velocity and Effective Velocity of Information Transfer

Guo Qizhi Tan Weihan

(Department of Physics, Shanghai University, Shanghai 200444)

Abstract: The influence of pulse distortion on superluminal group velocity in an anomalous dispersive medium is researched. The result shows that superluminal group velocity does not disappear even if there is no distortion for light pulse. But the group velocity of a pulse is not equal to the signal velocity. An effective velocity of information transfer is defined based on the information theory, and is applied to explain the experiment that a negative group velocity was observed by Wang, Kuzmich and Dogariu (WKD). Calculation of the information content of input and output pulse shows that the information content of output pulse will decrease due to diffraction of light wave and noise of photon. The effective velocity of light propagation is not greater than the light velocity in vacuum.

Key words: quantum optics; theory of light inherent quality; superluminal group velocity; information content of light signal; effective velocity of light transfer

1 引 言

在物理学现有的理论框架内,可以证明,不管在什么媒质中没有信号能以超过真空中光速 c 的速度传播^[1]。然而,另一方面,理论和实验都表明超光速的群速度是存在的,早在 1994 年 Chiao 等^[2]就从理论上提出了在反常色散增益介质中超光速的群速度存在的可能性,2000 年 Wang(王力军)等^[3]从实验上观察到高斯脉冲以 $-c/310$ 的负群速度在 6 cm 长的铯原子气体池中传播,比真空中的光脉冲超前了 62 ns(下文将此实验简称为 WKD 实验)。对此,人们有不同的解释。Wang 小组认为,在反常色散介质中观察到超光速脉冲的传播是由于不同频率分量经典相干的直接结果,并不违反因果律,所测得的

光脉冲传播的负的超光速的群速度乃是相位重组的物理效应^[4]。稍后又从信号传输的信噪比(SNR)进行分析,认为量子起伏和噪声会引起时间延迟,指出,就算光脉冲以超光速传输,但在反常色散介质中信号到达时间仍然比真空中的光信号到达时间推迟^[5]。黄超光等^[6,7]认为是由于波包在传播过程中产生形变引起的,并认为,在反常色散介质中传输的脉冲不可能通过一段与其半峰全宽相当的距离而不产生严重形变,并作了包络为三角形的脉冲的传输计算。最近陈凯等还证明,在色散媒质中光脉冲传输不会导致违反相对论的超光速信息传输^[8]。

本文首先研究了反常色散介质中脉冲形变对超光速群速度的影响,发现即使光脉冲完全不产生形

* 上海市重点学科建设项目(T0104)资助课题。

作者简介: 郭奇志(1967-),女,湖南人,副教授,主要从事非线性光学与量子光学方面的研究。

E-mail: quozizhi@163.com

收稿日期: 2006-03-30; 收到修改稿日期: 2006-09-04

变群速度仍会超过真空中的光速。但波包的群速度并不等同于信号传输速度，群速度的超光速并不代表信息传播速度也会超过真空中的光速。我们采用信息论方法，通过计算入射光与出射光信号所携带的信息量，发现由于光的波动、衍射及光子散粒噪声的影响，出射光信息量会损失，使光信号的有效传播速度不会超过真空中的光速。

2 形变对超光速的影响

设光信号沿 z 方向传播，介质位于 $z=0$ 和 $z=l$ 之间，入射光信号的频谱为 $E_{in}(\omega, \omega_0)$ ，则经过介质传输后信号波电场为

$$E(z, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} E_{in}(\omega - \omega_0) \exp[-i(\omega t - kz)] d\omega, \quad (1)$$

严格地说还应考虑波在进入和射出介质时在界面的反射，即积分中应包括透射因子 T ，但由于只考虑正入射情形，且折射率的变化很小 (Δ 为 10^{-6} 量级)，因此，将透射因子 T 近似取为 1。光信号在真空中传播时波数 $k = \omega/c$ ，在色散介质中传播时 $k(\omega) = n(\omega)\omega/c$ ，介质折射率 $n(\omega) = \sqrt{1 + \chi(\omega)}$ ， $\chi(\omega)$ 为极化率。为了弄清光脉冲超光速传输的本质，以下分若干小节进行讨论。

2.1 WKD 实验结果与理论计算

对于 WKD 实验所采用的具有双增益线的反常色散介质，极化率

$$\chi(\nu) = \frac{M}{\nu - \nu_0 - \Delta\nu + i\gamma} + \frac{M}{\nu - \nu_0 + \Delta\nu + i\gamma}, \quad (2)$$

折射率 $n(\nu) = n' + in'' \approx 1 + \chi(\nu)/2$ ，图 1 绘出了折

射率的改变量 $n'(\nu) - 1$ 随 $\nu - \nu_0$ 的变化曲线，这里参量分别取为 $M = 2.3 \times 10^{-6}$ MHz, $\gamma = 0.46$ MHz, $\Delta\nu = 1.3$ MHz, $\nu_0 = 3.4 \times 10^8$ MHz。由图 1 看出在 $|\nu - \nu_0| < 1.3$ MHz 的范围内， $n'(\nu) - 1$ 近似按线性变化，即 $n'(\nu) - 1 \approx b(\nu - \nu_0)$, $b = -1.06$ /MHz，图 1 中用虚线表示。

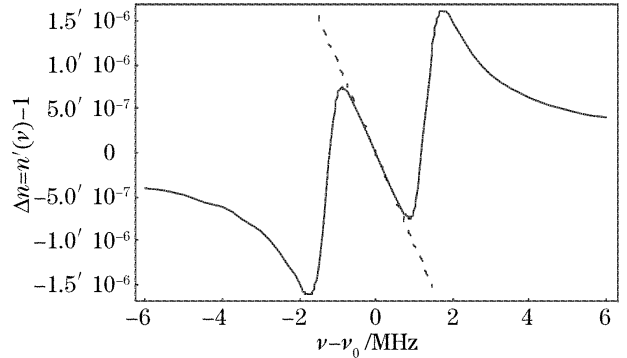


图 1 实线为折射率的改变量 $\Delta n'$ 随 $\nu - \nu_0$ 的变化曲线，虚线为 $\Delta n'$ 的线性近似

Fig.1 Solid curve shows the variation of the refractive index $\Delta n'$ with $\nu - \nu_0$, and the dashed line is the linear approximation of $\Delta n'$

若输入脉冲为高斯脉冲，即

$$E_{in}(\omega - \omega_0) = \tau E_0 \exp[-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 2],$$

在介质出射面 $z=l$ 处的电场为

$$E(l, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} \tau E_0 \exp[-(\omega - \omega_0)^2 \tau^2 / 2] \times \exp[-i(\omega t - kl)] d\omega, \quad (3)$$

图 2(a) 中虚线和实线分别为通过 6 cm 铯气体池后的光脉冲电场与在真空中传播同样距离后的光脉冲电场随时间的变化曲线 (这里脉冲宽度取为 $\tau = 4.8 \mu s$)，从图 2 中可看出，通过铯气体池后的光脉

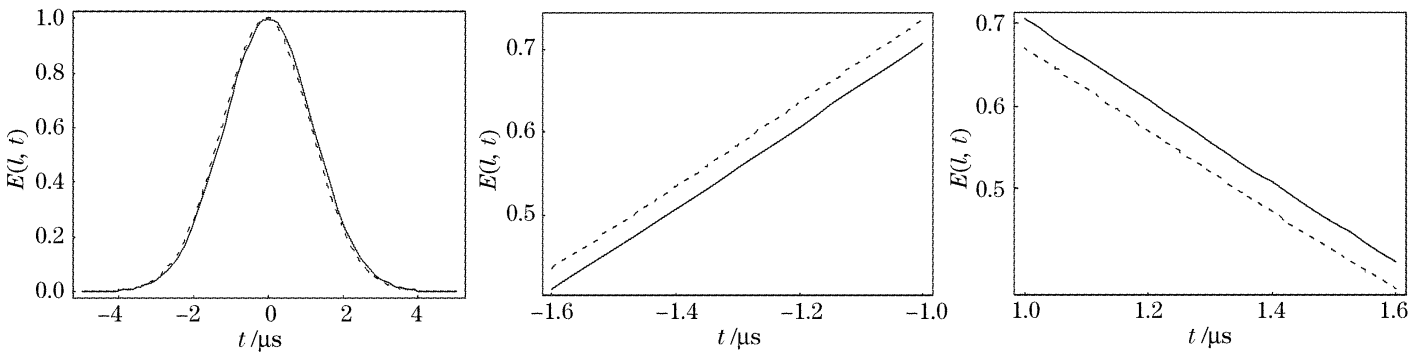


图 2 (a) 高斯脉冲通过铯气体池的波形 [虚线, $k = \frac{\omega}{c} n(\nu)$] 与真空中的波形 (实线, $k = \omega/c$) 比较, (b)、(c) 分别为 (a) 中

左右两侧的放大曲线 [图中 $E(l, t)$ 为相对单位, 以下同]

Fig. 2 (a) Solid line and dashed line show the Gaussian pulses in vacuum and through the cell of cesium gas respectively, and (b), (c) show enlargements of the left and right parts of (a) respectively [relative unit is used for $E(l, t)$, it is same in the following figures]

冲与真空中的光脉冲相比超前了约 62 ns,但左右两边超前的程度并不完全一样,图 2(b)和图 2(c)分别为脉冲的左边与右边的放大,显然右边较左边超前多些,即光脉冲通过铯气体池后产生了稍许的形变。

2.2 线性近似

为了弄清形变产生的原因,将波数 $k(\omega)$ 在中心频率 ω_0 处进行展开

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2!} \left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} (\omega - \omega_0)^2 + \dots, \quad (4)$$

并注意到

$$\left. \frac{dk}{d\omega} \right|_{\omega_0} = \frac{n(\omega_0)}{c} + \frac{\omega_0}{c} \left. \frac{dn(\omega)}{d\omega} \right|_{\omega_0},$$

$$\left. \frac{d^2k}{d\omega^2} \right|_{\omega_0} = -iM_0 \frac{\gamma(3\Delta\nu^2 - \gamma^2)}{\pi c(\Delta\nu^2 + \gamma^2)^3},$$

$k(\omega)$ 的虚部引起介质的增益,为简单起见,本文不

考虑介质的损耗和增益,因而这里只取 $k(\omega)$ 的实部。当频率变化范围取得足够小时,总可以对 $n'(\nu)$ 取线性近似(见图 1),这时(4)式中的二次方及以上所有高次方项的贡献均可忽略,即采用线性近似,取

$$k(\omega) = k(\omega_0) + \frac{1}{v_g}(\omega - \omega_0), \quad (5)$$

这里 $v_g = \text{Re} \left[\left. \frac{d\omega}{dk} \right|_{\omega_0} \right]$ 为群速度。

图 3(a)虚线与实线分别画出 $k(\omega)$ 采用线性近似后光信号通过 6 cm 长的铯气体池后的出射光脉冲电场与光脉冲在真空中传播同样距离后其电场随时间的变化曲线,从图 3 可看出,这时通过铯气体池后的光脉冲与真空中的光脉冲相比仍有 62 ns 的超前,但左右两边超前的程度已基本相同,图 3(b)和图 3(c)分别为脉冲的左边与右边的放大图,说明这时光脉冲的形状并没有改变,即脉冲形变现象已消除。

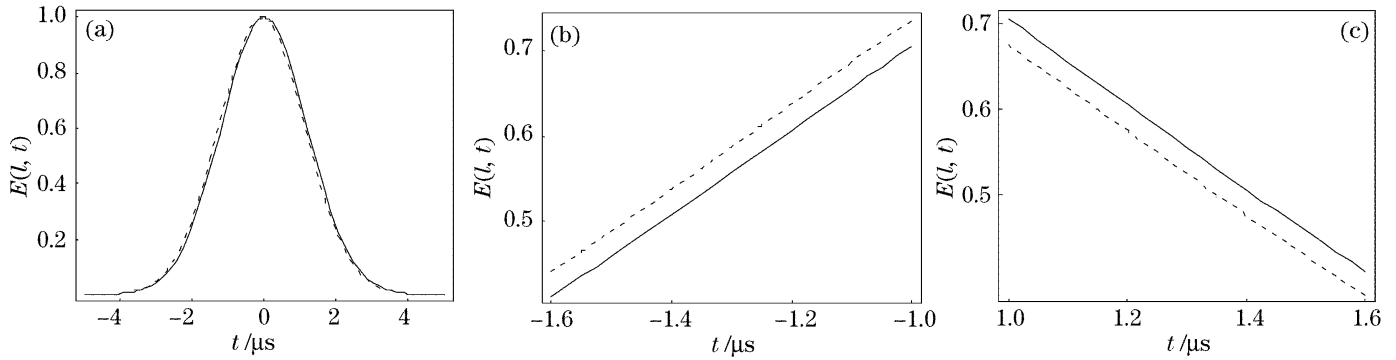


图 3 (a) $k(\omega)$ 采用线性近似后高斯脉冲通过铯气体池后的波形 { 虚线, $k = \frac{\omega}{c} [1 + b(\nu - \nu_0)]$ } 与真空中的波形 (实线, $k = \omega/c$) 的比较, (b)、(c) 分别为 (a) 中左右两侧的放大曲线

Fig. 3 (a) Solid curve and dashed curve are the Gaussian pulses in vacuum and through the cell of cesium gas after linear approximation respectively. (b), (c) are the enlargements of the left and right parts of (a) respectively

这个结果表明光脉冲通过铯气体池后产生的形变是由 $k(\omega)$ 中的非线性项引起的,如果采用线性近似,则脉冲形变消失,但群速度的超光速现象并未因此而消除。

2.3 矩形脉冲的传播

为了进一步验证以上结果,下面计算增益和损耗均取零的情况下矩形脉冲的传输。这里说的矩形脉冲包括频谱矩形脉冲与时序矩形脉冲两种情况。对于频谱矩形脉冲,当 $-\Delta\omega/2 \leq \omega - \omega_0 \leq \Delta\omega/2$ 时 $E_{\text{in}}(\omega - \omega_0) = E_0$, 当 ω 取其他值时, $E_{\text{in}}(\omega - \omega_0) = 0$, 在介质出射面 $z=l$ 处的光脉冲电场为

$$E(l, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} E_0 \exp[-i(\omega t - kl)] d\omega. \quad (6)$$

时序矩形脉冲可定义为: 当 $-T/2 \leq t \leq T/2$

时,入射脉冲振幅为 $E_{\text{in}}(t) = E_0$, 当 t 取其它值时, $E_{\text{in}}(t) = 0$ 。这时 $E_{\text{in}}(\omega - \omega_0) = \frac{\sin[(\omega - \omega_0)t_0/2]}{(\omega - \omega_0)t_0/2}$, 在介质出射面 $z=l$ 处的光脉冲电场为

$$E(l, t) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} \frac{\sin[(\omega - \omega_0)t_0/2]}{(\omega - \omega_0)t_0/2} \times \exp[-i(\omega t - kl)] d\omega. \quad (7)$$

图 4 给出了矩形脉冲通过铯气体池后的波形与在真空中传播同样距离后的波形的比较,这里 $\Delta\omega$ 取 16 MHz, 即取图 1 中间的直线段部分。图 4 中实线为矩形脉冲信号在真空中传播后的波形,虚线为矩形脉冲通过铯气体池后的波形。图 4(a)、图 4(b)为频谱矩形脉冲,这里铯气体池的厚度仍取 6 cm, 图 4(c)、图 4(d)为时序矩形脉冲,脉冲宽度取

为 $T=19.2 \mu\text{s}$, 为了看得更加清楚, 铯气体池的厚度取为 30 cm 。图 4(a)、图 4(c) 为 $k(\omega)$ 未取任何近似 $k = \frac{\omega}{c}n(\nu)$ 情况下的波形, 图 4(b)、图 4(d) 为 $k(\omega)$ 采用线性近似 $k = \frac{\omega}{c}[1 + b(\nu - \nu_0)]$ 后的波形。

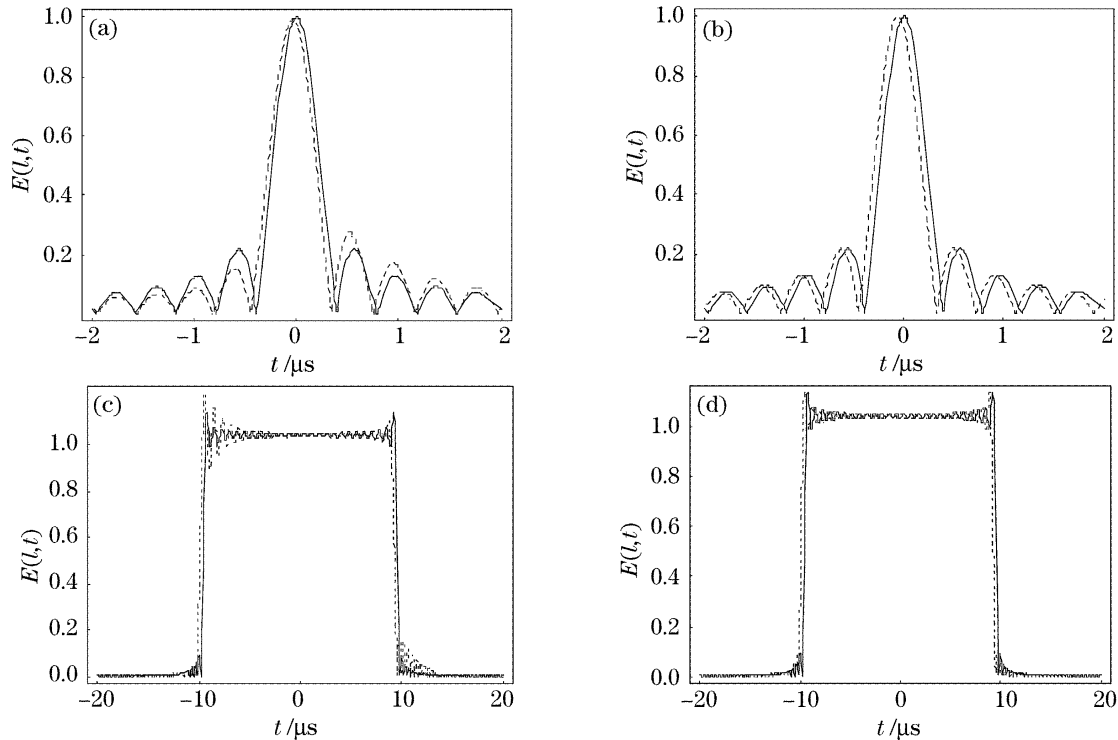


图 4 矩形脉冲通过铯气体池后的波形(虚线)与真空中的波形(实线)的比较

Fig. 4 Solid curve and dashed curve are the rectangle pulse in vacuum and through the cell of cesium gas respectively

这个结果进一步说明了光脉冲通过介质后的形变是由 $k(\omega)$ 中的非线性项引起的, 如果将脉冲的频率范围取在图 1 中极化率的线性部分, 就可采用线性近似将形变消除。但形变消除并不能使群速度的超光速现象也消除, 说明群速度的超光速现象不是由脉冲形变引起的, 即使完全没有形变群速度的超光速现象也同样存在。

3 WKD 实验的信息理论解释

群速度可以超过真空中的光速, 但并不代表信号传播速度也会超光速。根据信息理论, 可计算光通过光学系统前后所携带的信息量^[9~11]。这里可将介质看作一个光学系统, 以处于同一量子态的光子传输为例, 在进入介质之前, 即在 $z=0$ 处, 入射光信号在单一光学模式或单个量子态中所携带的信息量为

$$H = \text{lb}(1 + N), \quad (8)$$

其中 N 为单模中光子数 n 与探测器能探测到的最小光子数 Δn 之比。

从图 4 可看出, 与真空中的波形相比, 在 $k(\omega)$ 不取任何近似情况下通过铯气体池后的光脉冲超前, 且出射光脉冲产生了明显的形变, 而采用线性近似后, 通过铯气体池后的光脉冲仍比真空中的光脉冲超前, 但出射光脉冲的形状没有改变。

光脉冲通过介质后, 在 $z = l$ 处, 出射光信号所携带的信息量为

$$H' = \text{lb}(1 + NR), \quad (9)$$

这里 R 为信息传递函数, 定义为出射光强与入射光强之比

$$R = I(l)/I(0). \quad (10)$$

设光脉冲的半峰全宽(FWHM)为 Δt , 在 Δt 时间内在介质入射面 $z=0$ 处接收到的光信号强度为

$$I(0) = \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} E(0, t) E^*(0, t) dt. \quad (11)$$

在介质出射面 $z = l$ 处接收到的光信号强度为

$$I(l) = \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} E(l, t) E^*(l, t) dt. \quad (12)$$

对于处于同一量子态的光子, 应满足 $\Delta\nu\Delta t = 1$ 。另外, 还应考虑光束传输时的衍射损耗, 光束经传输后由于衍射跃迁到各个 n 状态(即 $-\Delta t/2 + n\Delta t < t < \Delta t/2 + n\Delta t$ 的状态)的几率为 P_n , 且满足 $\sum_{n=-\infty}^{\infty} P_n = 1$ 。仍继续留在 $-\Delta t/2 < t < \Delta t/2$ 状态的光信息几

率为

$$P_0 = \frac{\int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} E(0,t)E^*(0,t)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} E(0,t)E^*(0,t)dt}, \quad (13)$$

考虑到衍射损耗后,系统的信息传递函数为

$$R = P_0 \frac{I(l)}{I(0)}, \quad (14)$$

将(11)式、(12)式、(13)式代入(14)式,得

$$R = \frac{\int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} E(l,t)E^*(l,t)dt}{\int_{-\infty}^{\infty} E(0,t)E^*(0,t)dt}. \quad (15)$$

(9) 式所定义的光脉冲通过介质后所携带的信息量没有考虑光子的散粒效应对测量的影响,由于光子的散粒效应 $\sqrt{\langle(\Delta N)^2\rangle} \cong \sqrt{N}^{[12]}$, 必然会引起探测器暗电流的增加,可唯象地取定暗电流由 1 增加到 $1 + \sigma \sqrt{N}$, (9) 式可重新修正为

$$H' = \text{lb}\left(1 + \frac{N}{1 + \sigma \sqrt{N}}R\right), \quad (16)$$

这里 σ 为一小参量。

下面具体计算不同情况下光脉冲通过介质后的信息量,对于反常色散的非线性介质,参照上面的讨论,可采用线性近似,又设增益为零,入射光信号在 $\pm \Delta\omega/2$ 范围内频谱为 $E_{in}(\omega - \omega_0)$, 在此范围之外为 0, 于是,由(1) 式可得到 z 处的光脉冲电场为

$$E(z,t) = \frac{1}{\Delta\omega} \int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} E_{in}(\Delta\omega') \exp\{-i[\omega_0 t - k(\omega_0)z]\} \exp\left[-i\Delta\omega' \left(t - \frac{1}{v_g}z\right)\right] d\Delta\omega', \quad (17)$$

其中 $\Delta\omega' = \omega - \omega_0$ 。

很明显上式中的因子 $\exp\{-i[\omega_0 t - k(\omega_0)z]\}$ 可从积分号中提出,而不影响 $E(z,t)$ 的振幅分布。下面为了简化,将这个纯相位因子略去。于是,在介质入射面 $z = 0$ 处,光脉冲电场为

$$E(0,t) = \frac{1}{\Delta\omega} \int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} E_{in}(\Delta\omega') \exp(-i\Delta\omega' t) d\Delta\omega', \quad (18)$$

在出射面 $z = l$ 处,光脉冲电场为

$$E(l,t) = \frac{1}{\Delta\omega} \int_{-\Delta\omega/2}^{\Delta\omega/2} E_{in}(\Delta\omega') \exp\left[-i\Delta\omega' \left(t - \frac{1}{v_g}z\right)\right] d\Delta\omega'. \quad (19)$$

图 5 给出了入射光信号为频谱矩形脉冲(点划线)、时序矩形脉冲(虚线)和高斯脉冲(实线)时信息传递函数 R 随介质长度 l (单位为 m) 的变化曲线。计算时频谱取在图 1 的线性范围 $\Delta\nu = 2.54$ MHz 内,从图 5 可看出当 l 较小时, R 随着 l 的增大而减小,当 l 增加到一定值时, R 趋于零,这时出射光信号所携

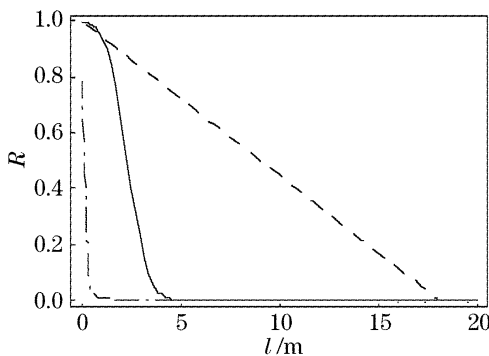


图 5 信息传递函数 R 随介质长度 l 的变化曲线
Fig. 5 Information transfer function R versus medium length l

带的信息量几乎为零。这恰好说明了陈等模拟计算中“在传输到一定距离后光脉冲消失”的现象^[8]。

图 6 给出了频谱矩形脉冲、时序矩形脉冲及高斯脉冲通过 6 cm 反常色散介质时出射光信号与入射光信号所携带的信息量之比 H'/H 随光子数 N

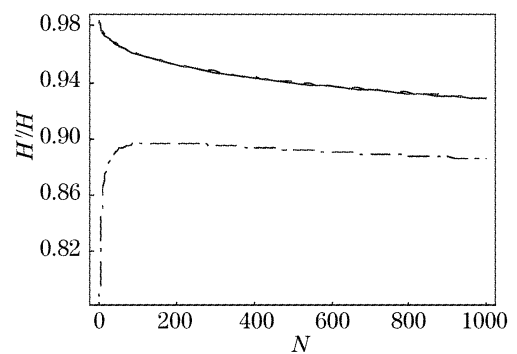


图 6 出射光信号与入射光信号所携带的信息量之比 H'/H 随光子数 N 的变化曲线
Fig. 6 Ratio of the information content for the output signal to input signal versus photon number

的变化曲线(其中,点划线为频谱矩形脉冲情形,时序矩形脉冲与高斯脉冲情形曲线几乎重合(实线),参量 σ 取0.02),从图6可看出随着光子数的增加出射光信号携带的信息量减少。

考虑到对光脉冲的测量必须设置开关(即在 $-T/2 \leq t \leq T/2$ 时间内开启),否则暗电流太大,测量精度难以保证,开关时间取为脉冲振幅下降到极大值的1/10以下所需的时间,参照图3、图4,对高斯脉冲与频谱矩形脉冲可取 $T=4.8 \mu\text{s}$,对时序矩形脉冲 $T=4.8 \mu\text{s} \times 4=19.2 \mu\text{s}$ 。故单个光脉冲在自由空间传输所需时间为 T ,而光脉冲通过6 cm反常色散介质比通过真空中的同样距离超前62 ns,若单个光脉冲通过包含反常色散介质的空间时所需时间为 T' ,则对高斯脉冲与频谱矩形脉冲 $T'=4.8 \mu\text{s}-0.062 \mu\text{s}=4.738 \mu\text{s}$,对时序矩形脉冲 $T'=19.2 \mu\text{s}-0.062 \mu\text{s}=19.138 \mu\text{s}$ 。设整个光脉冲通过包含反常色散介质的空间时,其平均速度为 \tilde{c} ,则对高斯脉冲与频谱矩形脉冲 $c/\tilde{c}=T'/T=0.987083$,对时序矩形脉冲 $c/\tilde{c}=T'/T=0.996771$ 。由(8)式、(16)式可计算出出射光信号与入射光信号所携带的信息量之比 H'/H 。对于高斯脉冲与频谱矩形脉冲, H'/H 的最大值分别为0.982364、0.897328, N 继续增大时 H'/H 逐渐减小,显然,无论 N 取什么值,都有 $H'/H < c/\tilde{c}$ (WKD实验中单个高斯脉冲所包含的光子数为 1.2×10^7 ,这时出射光信号与入射光信号所携带的信息量之比 H'/H 为0.738822,即有 $H'/H < c/\tilde{c}$)。对于时序矩形脉冲 H'/H 的最大值为0.983873,也有 $H'/H < c/\tilde{c}$ 。若将信号传播的有效速度定义为 $v=(H'/H)\tilde{c}$,则不论在那种情况下都有 $v < c$,即信号传播的有效速度不会超过真空中的光速。

4 结 论

本文首先研究了脉冲形变对超光速群速度的影响,发现即使光脉冲完全不产生形变其群速度的超光速现象仍然不能消除。但群速度超过真空中的光速并不代表信息传播速度也会超光速,采用信息论方法,通过计算入射光与出射光信号所携带的信息

量,发现由于光的波动衍射及光子散粒噪声的影响,出射光信息量会损失,光信号的有效传播速度不会超过真空中的光速。

考虑到光子散粒效应引起背景噪音增加,我们用 $1/(1+\sigma\sqrt{N})$ 来描述,并取定 $\sigma=0.02$ 。应强调的是,这只是一个唯象模型, σ 的具体数值还要根据探测的具体条件来定。但光子散粒效应导致背景噪音的增长却是不争的事实。

参 考 文 献

- 1 J. D. Jackson. *Classical Electrodynamics* [M]. Zhu Peiyu transl., Beijing: Peoples Education Press, 1978. 347~348 (in Chinese)
J. D. 杰克逊. 经典电动力学[M]. 朱培豫译. 北京:人民教育出版社, 1978. 347~348
- 2 A. M. Steinberg, R. Y. Chiao. Dispersionless, highly superluminal propagation in a medium with a gain doublet[J]. *Phys. Rev. A*, 1994, **49**(3): 2071~2075
- 3 L. J. Wang, A. Kuzmich, A. Dogariu. Gain-assisted superluminal light propagation[J]. *Nature*, 2000, **406**(6793): 277~279
- 4 A. Dogariu, A. Kuzmich, L. J. Wang. Transparent anomalous dispersion and superluminal light-pulse propagation at a negative group velocity[J]. *Phys. Rev. A*, 2001, **63**(5): 053806-1~053806-12
- 5 A. Kuzmich, A. Dogariu, L. J. Wang *et al.*. Signal velocity, causality, and quantum noise in superluminal light pulse propagation[J]. *Phys. Rev. Lett.*, 2001, **86**(18): 3925~3929
- 6 C. G. Huang, Y. Z. Zhang. Negative group velocity and distortion of a pulse in an anomalous dispersion medium[J]. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, 2002, **4**(3): 263~270
- 7 Huang Chaoguang, Zhang Yuanzhong. Propagation of information in an anomalous dispersion medium[J]. *Science in China (Series G)*, 2003, **33**(2): 110~116 (in Chinese)
黄超光,张元仲. 反常色散介质中信息的传递[J]. 中国科学(G辑), 2003, **33**(2): 110~116
- 8 K. Chen, L. A. Wu, Y. H. Shih. Is "superluminal" light propagation possible in dispersive media? [J]. *Chin. Phys. Lett.*, 2004, **21**(5): 770~773
- 9 C. E. Shannon. A mathematical theory of communication[J]. *The Bell System Technical J.*, 1949, **XXVII**(3): 379~656
- 10 Tan Weihuan. Information capacity of optical image formation[J]. *Acta Physica Sinica*, 1964, **20**(11): 1135~1141 (in Chinese)
谭维翰. 光学成像的信息量[J]. 物理学报, 1964, **20**(11): 1135~1141
- 11 Tao Chuncan, Tao Chunksuan. *Optical Information Theory* [M]. Beijing: Science Press, 1999, 37 (in Chinese)
陶纯堪,陶纯匡. 光学信息论[M]. 北京:科学出版社,1999. 37
- 12 Wang Zhuxi. *Introduction of Statistical Physics* [M]. Beijing: Higher Education Press, 1965. 156, 293 (in Chinese)
王竹溪. 统计物理学导论[M]. 北京:高等教育出版社,1965. 156, 293