

周期量级飞秒脉冲电场在非线性克尔介质中的传输

刘丹 洪伟毅 郭旗

Propagation of electric field of the few-cycle femtosecond pulse in nonlinear Kerr medium

Liu Dan Hong Wei-Yi Guo Qi

引用信息 Citation: *Acta Physica Sinica*, 65, 014208 (2016) DOI: 10.7498/aps.65.014208

在线阅读 View online: <http://dx.doi.org/10.7498/aps.65.014208>

当期内容 View table of contents: <http://wulixb.iphy.ac.cn/CN/Y2016/V65/I1>

---

您可能感兴趣的其他文章

Articles you may be interested in

铷原子耦合光频率近共振时的电磁感应透明

Electromagnetically induced transparency in a near-resonance coupling field

物理学报.2015, 64(15): 154208 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.154208>

基于数字相干叠加的相干光正交频分复用系统中光纤非线性容忍性研究

Fiber nonlinearity tolerance research of coherent optical orthogonal frequency division multiplexed system based on digital coherent superposition

物理学报.2015, 64(14): 144203 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.144203>

有源环形谐振腔辅助滤波的单模光电振荡器

Single mode optoelectronic oscillator assisted by active ring resonance cavity filtering

物理学报.2015, 64(4): 044202 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.044202>

MoS<sub>2</sub> 纳微薄膜激光非线性透射的调控研究

Research on the controllable nonlinear laser transmission properties of MoS<sub>2</sub> nano-micron film

物理学报.2015, 64(3): 034214 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.034214>

KDP 晶体相位匹配角理论预测模型及其验证分析

Theoretical model of phase-matching angles for KDP crystals and its verification analysis

物理学报.2015, 64(2): 024213 <http://dx.doi.org/10.7498/aps.64.024213>

# 周期量级飞秒脉冲电场在非线性克尔介质中的传输\*

刘丹 洪伟毅 郭旗†

(华南师范大学广东省微纳光子功能材料与器件重点实验室, 广州 510006)

(2015年5月1日收到; 2015年8月31日收到修改稿)

采用时间转换法研究了周期量级飞秒脉冲电场在非线性克尔介质中的传输. 由于周期量级飞秒脉冲电场的脉宽小于介质拉曼响应的特征时间, 在传输过程中脉冲电场会发生剧烈的变形和分裂, 并在频谱上观察到了强烈的拉曼感应频移和色散波. 由于周期量级脉冲电场依赖于载波包络相位, 发现在脉冲电场传输过程中, 主脉冲电场和色散波电场的相位线性地依赖于初始脉冲的载波包络相位.

**关键词:** 拉曼效应, 载波包络相位, 色散波, 时间转换法

**PACS:** 42.65.-K, 42.81.Dp, 42.65.Re

**DOI:** 10.7498/aps.65.014208

## 1 引言

超快脉冲激光技术是物理学、化学、生物学以及激光光谱学等学科对微观世界进行研究和揭示新现象的重要手段, 在过去几十年中得以飞速的发展. 脉冲宽度越来越短, 目前钛宝石激光系统通过中空光纤压缩或者成丝压缩的方法, 所产生的脉冲宽度可以达到数个飞秒<sup>[1]</sup>, 脉冲电场仅仅包含几个甚至一个光学振荡周期, 通常称之为周期量级超短脉冲. 与此同时, 目前的激光技术已经可以得到很高峰值功率的周期量级超短脉冲, 在非线性介质中传输时, 会产生丰富的非线性现象, 如高次谐波产生<sup>[2,3]</sup>、阈值上电离<sup>[4]</sup>等. 由于周期量级脉冲电场已经没有“包络”的概念, 由其引起的非线性效应取决于电场形式, 称之为场诱导非线性现象 (field-induced nonlinear phenomenon). 在这种情况下, 初始脉冲的载波包络相位 (carrier-envelope phase, CEP)<sup>[5]</sup>, 也就是脉冲包络的峰值和最近的载波峰值之间的相移, 对于非线性的影响是不可忽略的. 在强激光与物质相互作用领域 (非微扰非

线性), CEP 的影响已经得到充分详细的研究<sup>[6-8]</sup>. 而对于非线性克尔介质 (微扰非线性), 相关的研究尚未见报道.

对于克尔非线性而言, 介质对光的非线性响应大致可分为两部分: 一部分来自于电子的响应, 这种响应只发生在时间尺度低于 1 fs 的情况下; 另一部分来自于分子内部的转动与振动, 称之为脉冲内拉曼散射, 其特征时间远大于电子响应, 比如在石英光纤中约为 60—70 fs<sup>[9]</sup>. 需要指出的是, 目前周期量级超短脉冲的中心波长一般都在 800 nm 附近, 对应的光学振荡周期仅仅为 2.7 fs, 因此, 当周期量级超短脉冲电场在非线性克尔介质中传输时, 拉曼效应将敏感地依赖于脉冲电场及其 CEP, 这正是本文研究的核心内容.

传统上, 研究脉冲在非线性克尔介质中的传输问题通用的方法是基于慢变包络近似下的非线性薛定谔方程<sup>[9]</sup>. 然而, 当研究周期量级超短脉冲时, 慢变包络近似已不成立. 此时可用目前被认为准确有效求解 Maxwell 方程组的经典方法——时域有限差分 (finite difference-time domain, FDTD) 法<sup>[10]</sup>, 通过直接处理麦克斯韦方程组来处理周期

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11274125, 11474109) 资助的课题.

† 通信作者. E-mail: guoq@scau.edu.cn

量级脉冲的传输问题. 然而, FDTD法也具有一定的局限性, 该方法因为计算量巨大, 相当耗时, 所以很难计算很长的传输距离. 因此, Agrawal课题组<sup>[11-14]</sup>在研究过程中提出了一种新的计算方法——时间转换法(time transformation), 可以大幅提高计算效率. 该方法实际上是把非线性作用表达为时间轴上的非线性几何映射, 通过这种映射直接将输入电场变换到传输之后的输出电场. 时间转换法不需要做任何近似, 而且可适用于任意宽度脉冲的计算, 相对于FDTD法, 计算效率得到极大的提高.

本文主要采用时间转换法来研究周期量级飞秒脉冲电场在非线性克尔介质中的传输, 通过在非线性克尔介质中初始输入一高斯脉冲并进行数值计算, 来观察输出的脉冲电场会发生怎样的变化; 其次, 由于周期量级脉冲电场依赖于CEP, 本文还将研究当CEP不同时, 输出频谱相位与初始脉冲的CEP之间的关系; 最后, 进一步研究在脉冲传输过程中, 主脉冲电场和色散波电场与初始脉冲的CEP之间的关系.

## 2 时间转换法在非线性介质中的应用

对周期量级飞秒脉冲, 脉冲包络的概念失去了意义, 此时需要对脉冲的真实电场进行处理. 然而, 时间转换法是直接处理电场的, 所以用这种方法来研究周期量级脉冲的传输问题是最直观的. 本节将着重介绍在非线性介质中时间转换法的应用.

线性电介质能够被看作是一线性系统, 脉冲在这种介质中传播时可以通过以下方程来描述:

$$E_{\text{out}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t, t') E_{\text{in}}(t') dt', \quad (1)$$

式中  $E_{\text{in}}$  和  $E_{\text{out}}$  是输入和输出的电场,  $h(t, t')$  是在电介质中脉冲响应函数. 在时域中通过使用一个非线性转换可以将这种关系也应用到非线性介质中<sup>[12-14]</sup>, 在这种方法中, 通过时间映射, 也就是前面所指的时间转换, 可以把非线性介质内电场的每一个时间片段的延迟包含在内. 对瞬时非线性介质, Agrawal课题组<sup>[12-14]</sup>的相关研究表明可以使用这种时间转换机制.

然而对于仅含几个光学周期的脉冲, 脉冲宽度和拉曼延迟响应时间相当, 此时这种非线性延迟响应对脉冲传输的影响不可忽略. 因而在研究周期量级超短脉冲的传输问题时, 需要充分考虑拉曼效应

的影响. 实际上, 当考虑延迟非线性响应时, 时间转换模型仍然是可靠的<sup>[15]</sup>. 惟一不同的是, 现在的折射率是依赖于延迟形式的光强.

假设介质的非线性响应函数形式如下<sup>[9]</sup>:

$$R(t) = (1 - f_R)\delta(t) + f_R h_R(t), \quad (2)$$

式中的第一项代表电子响应(克尔型),  $h_R(t)$  代表分子延迟的拉曼响应函数<sup>[16]</sup>,  $f_R$  代表拉曼的小数贡献. 如果将介质的折射率与  $R(t)$  的关系写成:

$$n(t) = n_0 + n_2 \int_{-\infty}^t R(t-t') I(t') dt', \quad (3)$$

式中  $n_0$  是折射率的线性部分,  $n_2$  是非线性折射率系数,  $I(t)$  是光强, 于是可以得到

$$n(t) = n_0 + n_2 \left[ (1 - f_R) I(t) + f_R \int_{-\infty}^t h_R(t-t') I(t') dt' \right]. \quad (4)$$

在时间转换理论中, 位于  $t'$  的时间片段所需要的转换时间为  $t_1 = n(t')L/c$ , 其中  $L$  是介质长度,  $c$  是真空中光速, 依照方程(4)的表达形式, 转换时间也对应由三部分组成, 可写成如下形式:

$$t_1 = \frac{n(t')L}{c} = T_{\text{Linear}} + T_{\text{Kerr}} + T_{\text{Raman}}. \quad (5)$$

转换时间的第一部分  $T_{\text{Linear}} = n_0 L/c$ , 来源于折射率的线性部分, 并提供主导贡献. 转换时间的非线性部分由两部分组成, 分别是非线性的瞬时和延迟部分, 它们的表达式为

$$T_{\text{Kerr}} = \frac{n_2 L}{c} (1 - f_R) I(t') \quad (6)$$

和

$$T_{\text{Raman}} = n_2 f_R \frac{L}{c} \int_{-\infty}^{t'} h_R(t' - t'') I(t'') dt''. \quad (7)$$

方程(5)代表时间片段  $t'$  到新的时间  $t_1$  的非线性转换(或映射), 在方程(1)中使用这种转换即可得到如下方程:

$$E_{\text{out}}(t) = \int_{-\infty}^{\infty} h(t - t_1) E'(t_1) J(t_1) dt_1, \quad (8)$$

式中  $E'(t_1) = E_{\text{in}}(t')$ , 并且转换的雅可比式为

$$J(t_1) = \frac{dt'}{dt_1} = \left( 1 + \frac{dT_{\text{Kerr}}}{dt'} + \frac{dT_{\text{Raman}}}{dt'} \right)^{-1}. \quad (9)$$

需要重点指出的是, 在时间转换理论中方程(8)可以写成卷积的形式. 因此, 运用卷积理论可以在频域中进行数值积分, 前提条件是知道脉冲响应函数

$h(t)$  的函数形式. 在文献 [12] 中已讨论过,  $h(t)$  的傅里叶变换可以写成如下形式:

$$\tilde{h}(\omega) = \exp(i\beta(\omega)L), \quad (10)$$

其中  $\beta(\omega)$  为传播常数, 被定义为  $\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c$ , 因此, 介质的色散特性都可以包含在脉冲响应函数  $h(t)$  中.

对于周期量级脉冲而言, 需要把高阶色散项包括进来. 因此, 在接下来的数值计算中, 通过把传播常数  $\beta(\omega)$  在脉冲的载波频率  $\omega_0$  处进行泰勒级数展开, 并以  $\omega - \omega_0$  的形式保留到十阶项来考虑色散效应:

$$\beta(\omega) \approx \beta_0 + \sum_{m=1}^{10} \frac{\beta_m}{m!} (\omega - \omega_0)^m, \quad (11)$$

式中  $\beta_0 = n_0(\omega_0)\omega_0/c$ ,  $\beta_m$  为  $m$  阶色散参数. 值得注意的是, 在写出  $T_{\text{Kerr}}$  和  $T_{\text{Raman}}$  的表达式时, 隐含着一个假设, 即脉冲通过介质传播  $L$  距离后, 其形状并未发生很大的改变. 然而, 只有当传播距离仅仅只是色散长度的一小部分时, 脉冲的形状才不会发生很大的变化, 所以需要把介质长度分割成若干个部分, 然后以分步的形式对方程 (8) 进行求解, 这种方法与求解非线性薛定谔方程时所用的分步傅里叶法类似 [9].

### 3 数值结果与分析

在这里我们考虑仅含几个光学周期的脉冲, 数值计算中假设输入一高斯脉冲, 电场形式如下 [17]:

$$\begin{aligned} E_{\text{in}}(t) &= \text{Re} \left( \sqrt{P_0} \exp \left( -\frac{t^2}{2T_0^2} \right) \exp(i\omega_0 t) \right) \\ &= \sqrt{P_0} \exp \left( -\frac{t^2}{2T_0^2} \right) \cos(\omega_0 t), \end{aligned} \quad (12)$$

根据文献 [16], 当周期量级超短脉冲宽度不小于一个光学周期时, 零频率处没有直流分量, (12) 式在该条件下近似成立. 而本文研究的高斯脉冲的半宽度  $T_0 = 1.8$  fs, 对应的半极大全宽为  $T_{\text{FWHM}} = 2 \ln(1 + \sqrt{2})T_0 \approx 1.763T_0 = 3$  fs. 同时本文选取的输入脉冲中心波长  $\lambda_0 = 835$  nm, 计算可得光学周期  $T_c \approx 2.78$  fs. 因此  $T_{\text{FWHM}} > T_c$ , 即脉冲宽度大于光学周期, 所以, 我们可以用 (12) 式来近似地表达周期量级超短脉冲.

(12) 式中峰值功率  $P_0 = 300$  kW, 在数值模拟中, 选取非线性参量  $\gamma = 0.11 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ , 用于模拟的光子晶体光纤 (PCF) 孔径为  $1.4 \mu\text{m}$ , 孔间距为

$1.6 \mu\text{m}$ , PCF 在  $835$  nm 处传播常数  $\beta$  泰勒级数展开的系数如表 1 所列 [18].

图 1 中实线描绘的是传输距离为  $3L_D$  处的输出电场, 虚线描绘的是输入电场. 如图 1 所示, 输出电场很明显分为两部分, 一部分是拉曼孤子 (展宽部分), 另一部分是色散波 (高频部分), 其中色散波又称为非孤子辐射 (nonsolitonic radiation) 或切连科夫辐射 (Cherenkov radiation) [19,20].

表 1 PCF 在  $835$  nm 处传播常数  $\beta$  泰勒级数展开的系数  
Table 1. Taylor series expansion coefficients at  $835$  nm for the propagation constant  $\beta$  of the PCF.

系数	取值
$\beta_2/\text{ps}^2 \cdot \text{km}^{-1}$	-11.830
$\beta_3/\text{ps}^3 \cdot \text{km}^{-1}$	$8.1038 \times 10^{-2}$
$\beta_4/\text{ps}^4 \cdot \text{km}^{-1}$	$-9.5205 \times 10^{-5}$
$\beta_5/\text{ps}^5 \cdot \text{km}^{-1}$	$2.0737 \times 10^{-7}$
$\beta_6/\text{ps}^6 \cdot \text{km}^{-1}$	$-5.3943 \times 10^{-10}$
$\beta_7/\text{ps}^7 \cdot \text{km}^{-1}$	$1.3486 \times 10^{-12}$
$\beta_8/\text{ps}^8 \cdot \text{km}^{-1}$	$-2.5495 \times 10^{-15}$
$\beta_9/\text{ps}^9 \cdot \text{km}^{-1}$	$3.0524 \times 10^{-18}$
$\beta_{10}/\text{ps}^{10} \cdot \text{km}^{-1}$	$-1.7140 \times 10^{-21}$

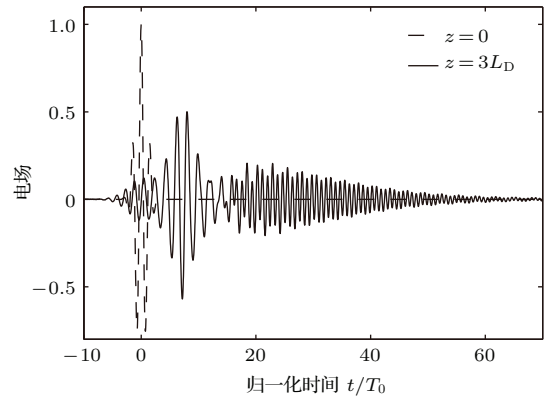


图 1 实线是传输距离  $z = 3L_D$  处的电场图, 虚线为输入电场图. 输入脉冲的宽度  $T_0 = 1.8$  fs, 波长  $\lambda_0 = 835$  nm; 非线性参量  $\gamma = 0.11 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ , 峰值功率  $P_0 = 300$  kW  
Fig. 1. Solid line for the electric field at a distance of  $3L_D$ , the dotted line for the input electric field. Input pulse with  $T_0 = 1.8$  fs, wavelength  $\lambda_0 = 835$  nm. Nonlinear parameter  $\gamma = 0.11 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ , peak power  $P_0 = 300$  kW.

不仅是时域输出电场, 而且频谱强度也发生了巨大的改变. 由图 2 的频谱图可知, 当传输距离为  $3L_D$  时, 频谱已经分裂成两部分, 一部分是红移部分的拉曼孤子; 另一部分为新的蓝移频率分量, 对应于色散波. 频谱之所以产生剧烈的分裂, 是因为



周期量级超短脉冲的脉宽非常短, 频谱非常宽, 从而导致脉冲内拉曼散射非常剧烈<sup>[21]</sup>. 数值模拟中, 在高峰值抽运功率和反常色散的条件下, 输入脉冲对应于高阶孤子, 其阶数  $N = \gamma P_0 T_0^2 / |\beta_2| = 3$ . 传输过程中由于受到高阶色散和拉曼散射的影响导致孤子分裂, 形成一个基阶拉曼孤子, 并辐射出色散波<sup>[22]</sup>. 色散波的波长简单地由相位匹配条件决定, 相位匹配条件要求色散波以与孤子相同的相速度传播<sup>[23-26]</sup>.

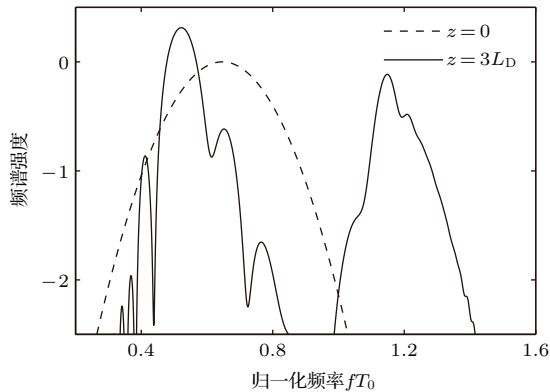


图2 实线是传输距离  $z = 3L_D$  处的频谱图, 虚线为输入频谱图. 输入脉冲的宽度  $T_0 = 1.8$  fs, 波长  $\lambda_0 = 835$  nm; 非线性参量  $\gamma = 0.11 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ , 峰值功率  $P_0 = 300$  kW  
 Fig. 2. Solid line for the spectrum at a distance of  $3L_D$ , the dotted line for the input spectrum. Input pulse with  $T_0 = 1.8$  fs, wavelength  $\lambda_0 = 835$  nm. Nonlinear parameter  $\gamma = 0.11 \text{ W}^{-1} \cdot \text{m}^{-1}$ , peak power  $P_0 = 300$  kW.

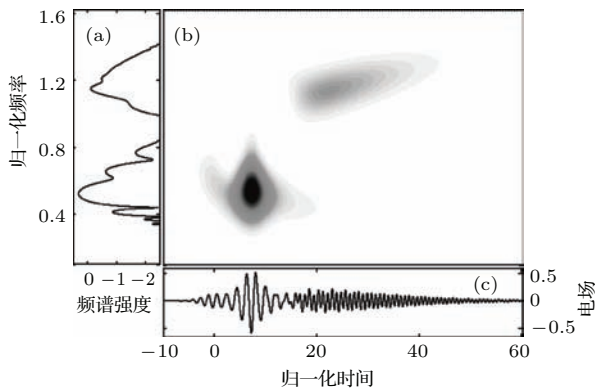


图3 传输距离  $z = 3L_D$  时的输出 (a) 频谱图, (b) 时频图和 (c) 电场图

Fig. 3. (a) The spectrum, (b) the spectrogram and (c) the electric field at a distance of  $3L_D$ .

由于色散波的产生及其作用非常复杂, 为了更好地理解脉冲的演化, 采用了时频分析方法对输出脉冲的时域和频域进行了同步分析. 图3(a)是输出脉冲的频谱图, 图3(b)是当脉冲传输到  $z = 3L_D$  处, 拉曼孤子和色散波的时间频率结构, 图3(c)为

输出脉冲的时域图. 由图3(b)中拉曼孤子和色散波的时间频率结构可知, 红移低频分量对应的是在  $t < 15T_0$  时间内辐射的波, 而蓝移高频分量对应的是在  $t > 15T_0$  时间内辐射的波, 即低频部分和高频部分分别为拉曼孤子和色散波.

图4给出了在频域中色散波能量与总能量的比值随着传输距离  $z$  的变化情况. 从图4可以看出, 当传输距离从0变化到  $1.5L_D$  的过程中, 色散波能量与总能量的比值随传输距离的增大而快速增大, 这是由于在传输过程中脉冲电场发生剧烈的变形和分裂, 并在频谱上会观察到拉曼感应频移和色散波, 而色散波部分会随着传输距离的增加而越来越明显, 也就是说随着传输距离的增加色散波部分的能量在脉冲总能量中的比例越来越大. 当传输距离从  $1.5L_D$  变化到  $3L_D$  的过程中, 色散波能量与总能量的比值随传输距离的增大而继续增大, 但增加的速率渐近趋于平缓. 由此表明在拉曼孤子向外辐射相位匹配的色散波时, 随着传输距离的增加, 能量会不断地从孤子向色散波转移.

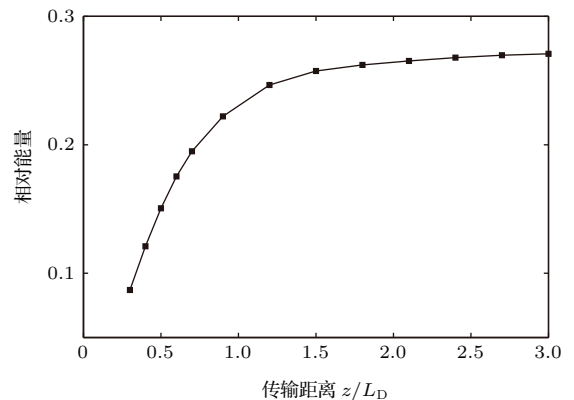


图4 在频域中, 色散波能量与总能量的比值随着传输距离  $z$  的变化

Fig. 4. The ratio of energy of the dispersive wave to total energy as a function of the propagation distance  $z$  in the spectral domain.

本文还研究了在载波频率处的频谱相位随着传输距离  $z$  的变化情况. 如图5所示, 当传输距离由0逐渐增大到  $3L_D$  时, 载波频率处的输出频谱相位伴随着传输距离  $z$  的增大呈现出单调递增. 同时, 图6给出了任意频率处的频谱相位随着传输距离  $z$  的变化情况. 从图6可以看出, 频谱相位与传输距离  $z$  呈现出近似线性变化关系, 具体表现为频谱相位随着传输距离增大而增大. 综合分析图5与图6可以得到, 频谱相位随着传输距离  $z$  的增大而呈现出线性增加.

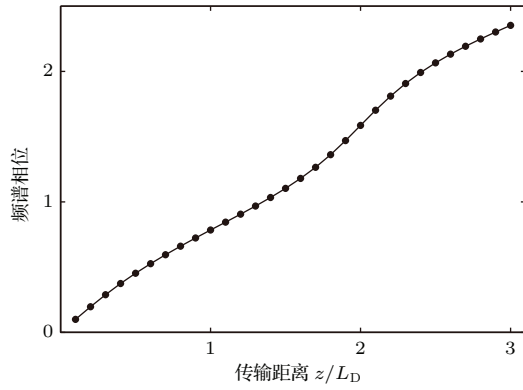


图5 在归一化载波频率  $f_0T_0$  处的频谱相位随着传输距离  $z$  的变化. 图中的相位已用  $\pi$  做了归一化处理

Fig. 5. The phase of spectrum as a function of the propagation distance  $z$  in the spectral domain at the normalized carrier frequency  $f_0T_0$ . The phase in this picture has made normalization processing with  $\pi$ .

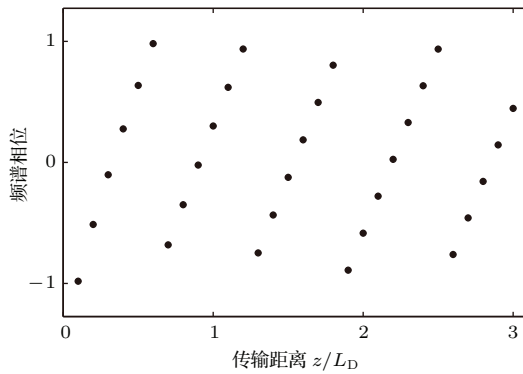


图6 在归一化频率  $fT_0 = 1.149$  处的频谱相位随着传输距离  $z$  的变化. 图中的相位已用  $\pi$  做了归一化处理

Fig. 6. The phase of spectrum as a function of the propagation distance  $z$  in the spectral domain at the normalized frequency  $fT_0 = 1.149$ . The phase in this picture has made normalization processing with  $\pi$ .

接下来, 将具体讨论在非线性克尔介质中周期量级飞秒脉冲的载波包络相位如何影响电场的传输, 这也正是本文研究的核心内容. 图7描绘的是在传输距离  $z = 3L_D$  处, 初始载波包络相位  $\phi_0$  分别取0和  $\pi/2$  时, 主脉冲的输出频谱强度和相位. 其中图7(a)表示当  $\phi_0$  分别取0和  $\pi/2$  时主脉冲的输出频谱强度, 图7(b)表示当  $\phi_0$  分别取0和  $\pi/2$  时主脉冲的输出频谱相位. 从图7(a)和图7(b)可以看出, 主脉冲的频谱相位将依赖于初始脉冲的载波包络相位.

通过前面的研究已经知道主脉冲的频谱特性将依赖于初始脉冲的载波包络相位, 因此对于色散波的频谱与初始脉冲的 CEP 之间的关系同样值得研究. 本文还分析了当  $\phi_0$  分别取0和  $\pi/2$  时, 在传

输距离  $z = 3L_D$  处色散波的输出频谱强度和相位. 图8(a)表示当  $\phi_0$  分别取0和  $\pi/2$  时, 色散波的输出频谱强度, 图8(b)表示当  $\phi_0$  分别取0和  $\pi/2$  时, 色散波的输出频谱相位. 由图8可以看出, 色散波的频谱特性与主脉冲的频谱特性一样, 同样依赖于初始脉冲的 CEP.

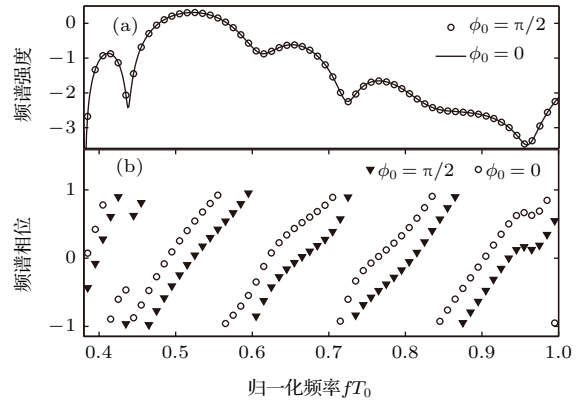


图7 (a) 在载波包络相位  $\phi_0$  不同的情况下, 传输距离  $z = 3L_D$  处主脉冲的输出频谱强度图; (b) 在载波包络相位  $\phi_0$  不同的情况下, 传输距离  $z = 3L_D$  处主脉冲的输出频谱相位图; 图中的相位已用  $\pi$  做了归一化处理

Fig. 7. (a) The intensity of spectrum of the main pulse in different carrier-envelope phase at a distance of  $3L_D$ ; (b) the phase of spectrum of the main pulse in different carrier-envelope phase at a distance of  $3L_D$ . The phase in this picture has made normalization processing with  $\pi$ .

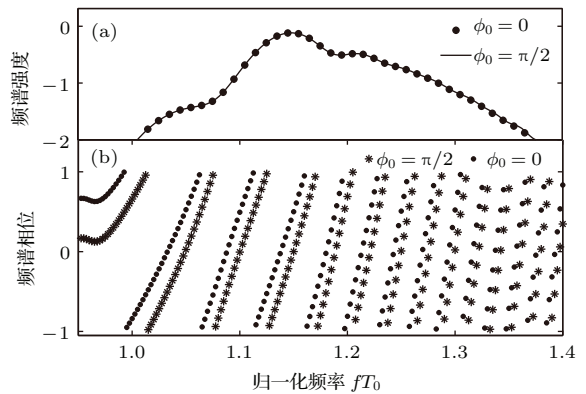


图8 (a) 在载波包络相位  $\phi_0$  不同的情况下, 传输距离  $z = 3L_D$  处色散波的输出频谱强度; (b) 在载波包络相位  $\phi_0$  不同的情况下, 传输距离  $z = 3L_D$  处色散波的输出频谱相位; 图中的相位已用  $\pi$  做了归一化处理

Fig. 8. (a) The intensity of spectrum of the dispersion-wave in different carrier-envelope phase at a distance of  $3L_D$ ; (b) the phase of spectrum of the dispersion-wave in different carrier-envelope phase at a distance of  $3L_D$ . The phase in this picture has made normalization processing with  $\pi$ .

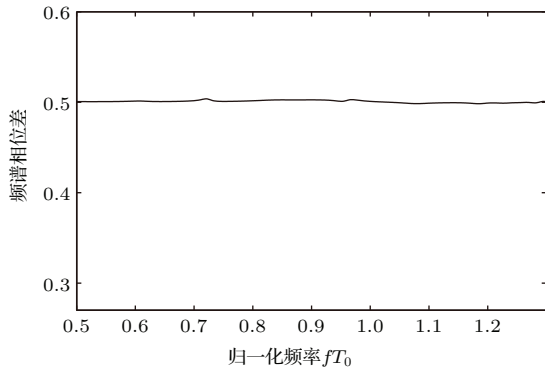


图9 在传输距离  $z = 3L_D$  处, 载波包络相位  $\phi_0 = 0$  时的输出频谱相位与  $\phi_0 = \pi/2$  时的输出频谱相位之差. 图中的相位已用  $\pi$  做了归一化处理

Fig. 9. The phase difference between output spectrum with  $\phi_0 = 0$  and output spectrum with  $\phi_0 = \pi/2$  as a function of the normalized frequency at a distance of  $3L_D$ . The phase in this picture has made normalization processing with  $\pi$ .

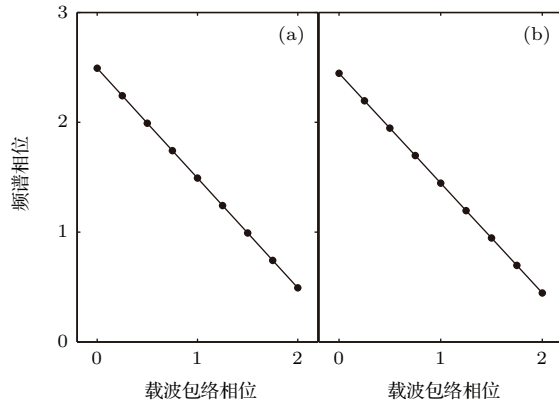


图10 (a) 当传输距离  $z = 3L_D$  时, 主脉冲峰值对应的归一化频率  $fT_0 = 0.5213$  处的频谱相位随载波包络相位的变化; (b) 当传输距离  $z = 3L_D$  时, 色散波峰值对应的归一化频率  $fT_0 = 1.149$  处的频谱相位随载波包络相位的变化; 图中的相位已用  $\pi$  做了归一化处理

Fig. 10. (a) At a distance of  $3L_D$ , the phase of spectrum as a function of carrier-envelope phase at a normalized frequency  $fT_0 = 0.5213$  of the main pulse peak; (b) at a distance of  $3L_D$ , the phase of spectrum as a function of carrier-envelope phase at a normalized frequency  $fT_0 = 1.149$  of the dispersion-wave peak. The phase in this picture has made normalization processing with  $\pi$ .

由上述分析可知, 不同的载波包络相位会使得频谱分量具有不同的相位分布. 在  $z = 3L_D$  处, 如果将  $\phi_0 = 0$  时的输出频谱相位与  $\phi_0 = \pi/2$  时的输出频谱相位相减, 发现它们之间的差值基本上为  $\pi/2$ , 如图9所示. 也就是说, 在两种不同的初始载波包络相位条件下, 脉冲本身传输过程中以及由于强烈的非线性产生的色散波的相位差也为  $\pi/2$ . 进

一步将载波包络相位从0到 $2\pi$ 连续变化, 对频谱上主脉冲峰值以及色散波峰值处频率进行采样发现, 它们也随着初始载波包络相位线性变化, 并且变化范围也为 $2\pi$ , 如图10所示. 所以我们可以得到如下结论: 初始脉冲的载波包络相位, 在非线性传输的过程中将“线性”地传递.

这种现象可以定性地解释: 图7(a)和图8(a)的数值计算结果显示, 对于不同载波包络相位的初始脉冲电场, 在传输过程中尽管频谱相位不同, 但是频谱强度始终是保持不变的. 而我们注意到, 非线性引起的附加相位只与强度有关, 正因为如此, 在脉冲电场传输的过程中, 不同载波包络相位的初始脉冲电场获得的非线性相移是相同的, 所以初始的载波包络相位可以在非线性传输中“线性”传递.

### 4 结 论

本文通过采用时间转换法来研究周期量级飞秒脉冲电场在非线性克尔介质中的传输. 首先, 在非线性克尔介质中输入一高斯脉冲并通过数值计算发现, 输出的脉冲电场会发生剧烈的变形和分裂, 并在频谱上观察到了强烈的拉曼感应频移和色散波, 且色散波部分会随着传输距离的增加而越来越明显. 其次, 本文还发现, 在脉冲传输的过程中, 输出频谱相位会随着传输距离的增大而呈现出线性增加. 最后, 由于周期量级脉冲电场依赖于载波包络相位, 通过进一步的研究发现, 在传播距离一定的情况下, 不仅主脉冲电场的输出频谱相位会线性地依赖于初始的载波包络相位, 而且色散波电场的输出频谱相位同样也会线性地依赖于初始的载波包络相位.

### 参考文献

- [1] Nisoli M, de Silvestri S, Svelto O, Szpöcs R, Ferencz K, Spielmann C, Sartania S, Krausz F 1997 *Opt. Lett.* **22** 522
- [2] Li P C, Zhou X X, Dong C Z, Zhao S F 2004 *Acta Phys. Sin.* **53** 750 (in Chinese) [李鹏程, 周效信, 董晨钟, 赵松峰 2004 物理学报 **53** 750]
- [3] Li Q G, Chen H, Zhang X, Yi X N 2014 *Chin. Phys. B* **23** 074206
- [4] Chen Z J, Ye J M, Xu Y B 2015 *Chin. Phys. B* **24** 103203
- [5] Zhu J F, Du Q, Wang X L, Teng H, Han H N, Wei Z Y, Hou X 2008 *Acta Phys. Sin.* **57** 7753 (in Chinese) [朱江峰, 杜强, 王向林, 滕浩, 韩海年, 魏志义, 侯洵 2008 物理学报 **57** 7753]

- [6] Zeng H, Wu J, Xu H, Wu K, Wu E 2004 *Appl. Phys. B* **79** 837
- [7] Zeng H, Wu J, Xu H, Wu K, Wu E 2004 *Phys. Rev. Lett.* **92** 143903
- [8] Zeng H, Wu J, Xu H, Wu K 2006 *Phys. Rev. Lett.* **96** 083902
- [9] Agrawal G P 2001 *Nonlinear Fiber Optics* (New York: Academic Press) pp30–55
- [10] Liu S B, Liu S Q 2004 *Chin. Phys.* **13** 1892
- [11] Xiao Y, Agrawal G P, Maywal D N 2011 *Opt. Lett.* **36** 505
- [12] Xiao Y, Agrawal G P, Maywal D N 2012 *Opt. Lett.* **37** 1271
- [13] Xiao Y, Agrawal G P, Maywal D N 2012 *J. Opt. Soc. Am. B* **29** 2958
- [14] Xiao Y, Maywal D N, Agrawal G P 2013 *Opt. Lett.* **38** 724
- [15] Xiao Y, Maywal D N, Agrawal G P 2013 *Phys. Rev. A* **87** 063816
- [16] Lin Q, Agrawal G P 2006 *Opt. Lett.* **31** 3086
- [17] Thomas B, Ferenc K 1997 *Phys. Rev. Lett.* **78** 3282
- [18] Dudley J M, Genty G, Coen S 2006 *Rev. Mod. Phys.* **78** 1135
- [19] Husakou A V, Herrmann J 2001 *Phys. Rev. Lett.* **87** 203901
- [20] Akhmediev N, Karlsson M 1995 *Phys. Rev. A* **51** 2602
- [21] Headley C, Agrawal G P 1996 *J. Opt. Soc. Am. B* **13** 2170
- [22] Zhang X B, Luo X, Cheng L, Li H Q, Peng J G, Dai N L, Li J Y 2014 *Acta Phys. Sin.* **63** 034204 (in Chinese)  
[张心贲, 罗兴, 程兰, 李海清, 彭景刚, 戴能利, 李进延 2014 物理学报 **63** 034204]
- [23] Herrmann J, Griebner U, Zhavoronkov N, Husakou A, Nickell D, Knight J C, Wadsworth W J, Russell P S J, Korn G 2002 *Phys. Rev. Lett.* **88** 173901
- [24] Cristiani I, Tediosi R, Tartara L, Degiorgio V 2004 *Opt. Express* **12** 124
- [25] Skryabin D V, Yulin A V 2005 *Phys. Rev. E* **72** 016619
- [26] Chang G Q, Chen L J, Kärtner F X 2010 *Opt. Lett.* **35** 2361



# Propagation of electric field of the few-cycle femtosecond pulse in nonlinear Kerr medium\*

Liu Dan Hong Wei-Yi Guo Qi<sup>†</sup>

(Laboratory of Nanophotonic Functional Materials and Devices, South China Normal University, Guangzhou 510006, China)

( Received 1 May 2015; revised manuscript received 31 August 2015 )

## Abstract

In this paper, the propagation of a few-cycle femtosecond pulse in a nonlinear Kerr medium is studied by the method of time-transformation. The time-transformation approach can greatly improve the computational efficiency. Because the width of electric field of the few-cycle femtosecond pulse is less than the characteristic time of Raman response in a nonlinear medium, it is observed that the electric field of the pulse experiences a significant deformation and breaks into a Raman soliton and the dispersion waves during the propagation, which can be attributed to strongly nonlocal nonlinearity. A deeper investigation of the time-frequency distributions for both the Raman soliton and the dispersion waves is also included. Since the pulse contains only few cycles, the carrier-envelope phase (CEP) of the pulse plays an important role in the process of nonlinear propagation. The numerical results show the CEP-dependence in the process of nonlinear propagation: the phase changes for both the Raman soliton and the dispersive waves are just equal to the CEP change of the initial pulse, which indicates that the CEP of the pulse is linearly transmitted in the process of nonlinear propagation. This phenomenon can be attributed to the fact that the phase change due to the nonlinearity is only dependent on the intensities of the fields of both the Raman soliton and the dispersion wave, which are unchanged for all the CEPs.

**Keywords:** Raman effect, carrier-envelope phase, dispersion-wave, time-transformation approach

**PACS:** 42.65.-K, 42.81.Dp, 42.65.Re

**DOI:** [10.7498/aps.65.014208](https://doi.org/10.7498/aps.65.014208)

---

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11274125, 11474109).

† Corresponding author. E-mail: [guoq@scnu.edu.cn](mailto:guoq@scnu.edu.cn)