

# 自相位调制及群速色散对超短脉冲在准周期 $\text{LiNbO}_3$ Fibonacci 超晶格中传输的影响<sup>\*</sup>

高艳霞<sup>1)</sup> 范滇元<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>(深圳大学物理系, 深圳 518060)

<sup>2)</sup>(中国科学院上海光学精密机械研究所高功率激光物理国家实验室, 上海 201800)

(1998 年 8 月 31 日收到)

从  $\text{LiNbO}_3$  Fibonacci 超晶格的结构特点出发, 数值模拟了超短脉冲在  $\text{LiNbO}_3$  Fibonacci 超晶格内传输过程中, 自相位调制及高阶群速色散效应对脉冲形状和频谱的影响. 结果表明, 超短脉冲在 Fibonacci 超晶格中传输时, 由于自相位调制 (SPM) 与群速色散 (GVD) 耦合效应的影响, 脉冲形状畸变和频谱展宽均是不对称的, 随着晶格长度的增加, 脉冲将会发生分裂, 以至成为两个独立的子脉冲, 同时也会出现脉冲频谱上的分裂.

PACC: 4265H; 4265D; 6160

## 1 引 言

在凝聚态物理中一个重要的事件就是准晶态结构的发现<sup>[1,2]</sup>, 把这种准晶态结构引入到非线性光学介质中<sup>[3]</sup>, 就可得到一种所谓的周期或准周期超晶格, 当这种超晶格的倒格矢与光波矢可以相比拟时, 光波在其内的传播将与传统情况有很大的不同, 此时光波的行为会与在晶格的周期势垒中电子的行为极为相似, 利用准相位匹配的观念<sup>[4]</sup>, 在非线性的光学领域, 必能从这种超晶格中得到新的激光频率<sup>[5]</sup>.

在另一方面, 随着飞秒技术的发展, 超短脉冲传输及其频率转换的研究也越来越重要. 由于一般非线性光学晶体本身性能的限制及超短脉冲固有特性的要求, 超短脉冲在非线性的介质中传输及其频率转换特性受自相位调制 (SPM) 及群速色散效应 (GVD) 的影响, 使得光束质量急剧变差, 转换效率严重下降. 因而寻找新颖的非线性转换材料, 寻求解决超短脉冲传输及其频率转换过程中自相位调制和群速色散的有效方法, 具有深远的意义. 本文旨在从超短脉冲在准周期光学 Fibonacci 超晶格中传输时, SPM 与 GVD 耦合作用对脉冲特性的影响出发, 研究超短脉冲在 Fibonacci 超晶格中的传输特性, 探索利用这种超晶格进行超短脉冲频率转换的可行性, 以便为超短脉冲的频率转换寻找更加有效的途径.

## 2 理论分析

超短脉冲在非线性的晶体中传输应遵循含时的波动方程. 在自相位调制及群速色散不

<sup>\*</sup> 国家高技术研究发展计划 (批准号: 863-416) 资助的课题.

能忽略的情况下,方程的解析解是很难得到的,本文将自相位调制和群速色散在细致结构上分开来考虑,利用一种新颖的计算思想<sup>[6]</sup>,具体通过分步的快速傅里叶变换(FFT)方法来数值分析超短脉冲在准周期 Fibonacci 超晶格中的传输特性.

我们具体例子研究的是具有层状铁电区结构的  $\text{LiNbO}_3$  Fibonacci 超晶格.它包括两个长度为  $l_A, l_B$  的基本单元 A, B, 每个单元又包含两个极化矢量方向相反(反平行  $180^\circ$ )的区域,如图 1 所示,以此为基础,可组合成一个数学上的 Fibonacci 排列,排列方式如下:  $S_j = S_{j-1} | S_{j-2}, j \geq 3, S_1 = A, S_2 = AB$ , 其中“|”表示级联,这样就得到一个  $\text{LiNbO}_3$  晶体的 Fibonacci 超晶格.在图 1 中  $l_{A1}$  和  $l_{B1}$  分别表示单元 A, B 的正区(若设此区极化矢量方向为正)的厚度,  $l_{A2}$  和  $l_{B2}$  表示负区(此区极化矢量方向与正区相反)的厚度,可设:  $l_{A1} = l_{B1} = l, l_{A2} = l(1 + \eta), l_{B2} = l(1 - \eta), t, \eta, l$  是可调整的结构参量,通过调节  $t, \eta, l$  的值,可得到最佳的超晶格结构.

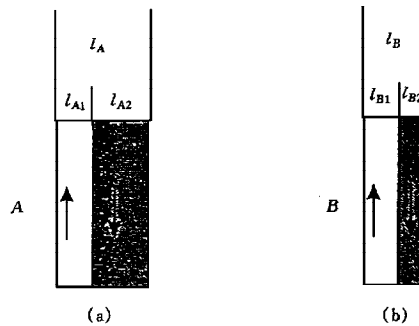


图 1 组成 Fibonacci 超晶格的两个基本单元 A、B 每一个均包含极化矢量方向相反的两区域

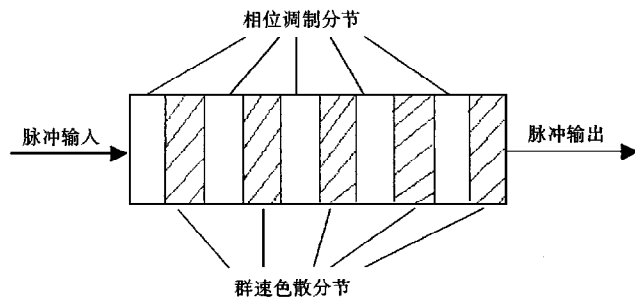


图 2 基本算法原理图 介质被分成薄片,这些薄片仅是 SPM 作用或仅是 GVD 作用,二者交替出现,计算连续从一个薄片到另一个薄片

在具体的数值分析中,将长度为  $L$  的超晶格假想成是由  $M$  个薄片组成的,每个薄片厚度为  $dz = 2L/M$ ,假设在某些薄片内,脉冲仅受到自相位调制的作用,而在另外的一些薄片只受到群速色散的作用,且认为这些代表不同特性的薄片在脉冲传输过程中是交替出现的,如图 2 所示,这样就可以将问题简化.

设初始输入脉冲电场为

$$E(t, z) = A(t, z) \exp[i(\omega_0 t - k_0 z)], \quad (1)$$

其中  $\omega_0, k_0$  是中心频率和波矢.对于超短脉冲,时间包络取双曲正割形式.当脉冲传播通过一个 SPM 片时,由 SPM 引起的相位变化可表示为<sup>[7]</sup>

$$\delta\Phi = \frac{n_2 \omega_0 |A(t)|^2 dz}{c}, \quad (2)$$

其中  $n_2$  是非线性折射率系数. 输出脉冲为

$$E(t, z + dz) = E(t, z) \exp[i(\omega_0 t - \delta \Phi)]. \quad (3)$$

由此可见, 经过每一个 SPM 薄片后, 脉冲的形状并没有发生明显的改变, 但通过傅里叶变换可知, 脉冲的频谱展宽了,

$$E(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} A(t, z) \exp[i(\omega_0 t - \delta \Phi(t, z))] \exp(i\omega t) dt, \quad (4)$$

脉冲接下来将通过一个色散片. 一般情况下, 只考虑低阶群速色散对脉冲传输的影响, 但对超短脉冲需要考虑高阶色散的影响. 实际中, 由于群速色散与脉冲频谱分量紧密相关, 因而它对脉冲时间特性和频率特性的影响均比较复杂. 在考虑到二阶群速色散的情况下, 超短脉冲传播通过色散片的传递函数可表示为

$$h(\omega) = \exp[-i\Phi_R(\omega)],$$

$$\begin{aligned} \Phi_R(\omega) &= \frac{\omega}{c} [n(\omega) - n_0] dz \\ &= \beta_0 + \beta_1 dz (\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2 dz (\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3 dz (\omega - \omega_0)^3, \end{aligned} \quad (5)$$

$n_0 = n(\omega_0)$ ,  $\beta(\omega) = n(\omega)\omega/c$ ,  $\omega_0$  为中心频率,  $\beta_m = \left. \frac{d^m \beta}{d\omega^m} \right|_{\omega_0}$ , 在(5)式等号右端, 第一项

代表的是相位延迟, 它决定着频率转换过程中的相位匹配; 第二项对应的是整个脉冲包络的群延迟, 是整个脉冲包络前进速度的倒数 ( $u = 1/\beta$ ), 对脉冲宽度短于 100 fs 的频率转换来说, 它是决定群速匹配的关键因素, 但一般情况下它对脉冲形变不起作用; 第三、四项分别是一阶、二阶群速色散, 在色散介质中, 它们会产生 Walk-off 效应, 从而导致脉冲展宽和畸变. 这样通过一个色散薄片后的输出脉冲可表示为

$$\begin{aligned} E(t, z + dz) &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) h(\omega) \exp(i\omega\tau) d\omega \\ &= \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(\omega) \exp\left[-i\left(\beta_1(\omega - \omega_0) + \frac{1}{2} \beta_2(\omega - \omega_0)^2 + \frac{1}{6} \beta_3(\omega - \omega_0)^3\right) dz\right] \\ &\quad \times \exp(i\omega t) d\omega. \end{aligned} \quad (6)$$

从(6)式可知, 由于群速色散的存在, 脉冲形状也发生了变化.

### 3 数值计算与讨论

在具体计算操作中, 我们在时间空间利用 SPM 来得到脉冲频谱的变化, 在频率空间利用 GVD 效应来得到脉冲形状的变化, 傅里叶变换在每两个薄片的交界面上进行, 相当脉冲传播通过每个薄片两次, SPM 一次、GVD 一次, 通过选取薄片足够薄, 以保证计算精度, 使模拟效果能够充分反映实际情况, 图示结果均已做归一化.

取入射光波长为  $\lambda = 1.054 \mu\text{m}$ , 输入功率为  $P_0 = 1.0 \times 10^{11} \text{ W/cm}^2$ , 脉冲宽度为 100 fs, 非线性极化系数为  $n_2 = 26 \text{ pmV}^{-1[5]}$ , 主要对结构参量值分别为:  $t \frac{1+\sqrt{5}}{2}$ ,

$\eta=0.23$ ,  $l=10.7\ \mu\text{m}$  的准周期 Fibonacci 超晶格进行模拟. 根据  $\text{LiNbO}_3$  的 Sellemier 方程<sup>[8]</sup>, 群速度的各阶展开系数为:  $\beta_0=1.78838\times 10^{15}\ \text{s}^{-1}$ ,  $\beta_1=8.415\times 10^{-9}\ \text{sm}^{-1}$ ,  $\beta_2=1.257\times 10^{-24}\ \text{s}^2\text{m}^{-1}$ ,  $\beta_3=2.206\times 10^{-39}\ \text{s}^3\text{m}^{-1}$ .

1) 只考虑脉冲传输通过超晶格的一个基本单元 A (Fibonacci 数为 1) 时, 归一化的输出脉冲与输入脉冲形状和频谱的比较示于图 3 和图 4 中, 从图 3 中可以看到, 输出脉冲峰值分裂程度不是很大, 但出现了明显的分裂痕迹, 脉冲发生畸变, 形状不再对称, 因为分裂开来的两个峰值紧紧相邻, 估计在实际中观察到的脉冲将是一个几乎未发生分裂的脉冲, 所以从整个脉冲包络的角度来看, 脉冲整体在时间上的延迟不甚明显, 但有被拉平的趋势. 图 4 的虚线是初始输入频谱, 与通过 A 后的频谱相比, 频谱的展宽比较严重, 对称性明显下降, 出现多峰值结构. 从这一点也可以看出, 超短脉冲在准周期 Fibonacci 超晶格中传输时, 二阶群速色散效应是必须要加以考虑的. 群速色散效应将是影响光束传输质量的主要因素, 以上讨论也适用于单元 B.

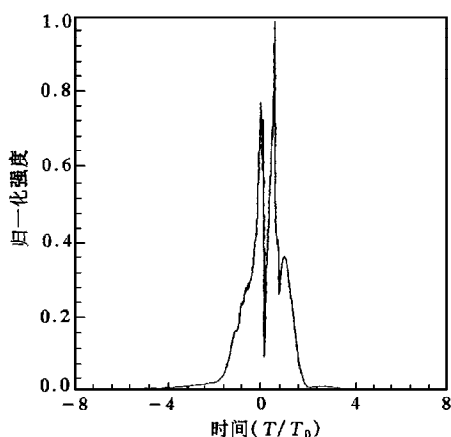


图 3 脉冲传播通过单元 A 后输出脉冲形状

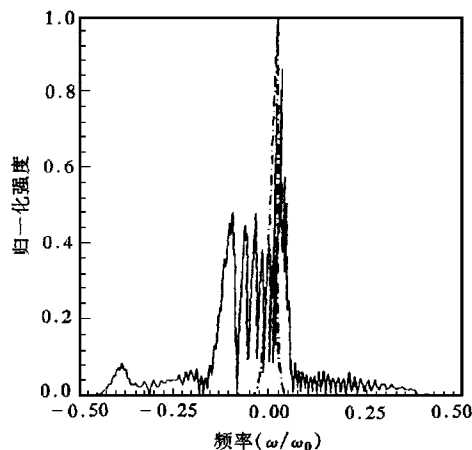


图 4 脉冲传播通过单元 A 后的频谱 (虚线是初始输入脉冲频谱)

2) 图 5 是超短脉冲在一个准周期 Fibonacci 超晶格传输过程中归一化的形状的变化. 从图 5 中可以看到, 随着 Fibonacci 数的增加, 也就是随着脉冲传播距离的增加, 脉冲形状的变化比较剧烈. 主要是在脉冲的前后沿均出现尖峰式的无规的振荡结构, 脉冲峰值的畸变更加明显. 整个脉冲包络的变化也比较大, 脉冲被显著展宽, 展宽和畸变均是不对称的. 这与由单独考虑自相位调制时脉冲形状上出现的单侧振荡所造成的非对称性畸变是不同的. 由此可见, 在考虑自相位调制与高阶群速色散的耦合效应时, 脉冲的变化更加复杂. 当超晶格的 Fibonacci 数大于 8 时, 一个输入脉冲已经显著分裂为两个脉冲, 此后脉冲将以两个互不相干的独立脉冲继续传播.

3) 图 6 是与图 5 对应的脉冲频谱的变化. 从图 6 中可以看到, 随着脉冲形状的畸变和分裂的加剧, 脉冲频谱也经历了展宽、畸变、分裂的过程. 与图 5 比较发现, 脉冲的频谱分裂相对比较有规律: 分别向中心频率的高频部分和低频部分移动, 也就是说, 一分为二

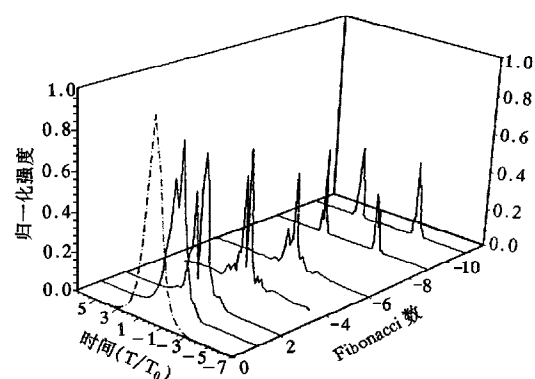


图 5 脉冲在  $\text{LiNbO}_3$  Fibonacci 超晶格中传播过程中形状的变化 虚线是初始输入脉冲形状, 脉宽 100 fs

制即啁啾越来越明显. 这强烈地影响到与脉冲频谱分量密切相关的群速色散效应, 而群速色散又改变了脉冲的时间和频率特性, 从而使得自相位调制对瞬时频率的影响更加复杂, 二者耦合在一起, 使得无论是脉冲时间特性还是频率特性都出现了无规的振荡结构. 由于超晶格是由两个特定的基本单元排列而成, 而每个单元均由一正一负两个极化矢量方向相反的区域组成, 这又使得自相位调制与群速色散的耦合效应有一定规律可循, 二者相互影响, 互为因果, 由脉冲开始出现尖峰结

构到最终使脉冲发生分裂, 而且随着传播距离的增加, 两个分裂后的脉冲又将会重复展宽—畸变—分裂的过程, 估计随着长度的增加, 一个输入脉冲反复经历这样的过程, 最终会分裂为很多个子脉冲, 如果多个脉冲连续输入, 当晶格足够长时, 将会得到一准连续的光输出, 而激光的脉冲特性将会变得比较模糊, 这也证明利用准周期 Fibonacci 超晶格进行超短脉冲的频率转换时, Fibonacci 超晶格不能过长. 当然在选取更加有利的超晶格结构参量时, 这一限制会有所放宽, 但这一限制始终是存在的.

## 4 结 论

通过以上分析, 我们发现, 由于准周期 Fibonacci 超晶格的两个基本单元均由一正一负的两个铁电区组成, 从而使非线性相位变化量相互有所抵消. 因而超短脉冲在实际的传

的两个脉冲在频率上分别属于高频和低频两个范围, 也就是说, 分裂后的脉冲不但在时间上独立, 在频率范围也变得毫不相关. 分离后, 两个脉冲中心频率显然不同, 频谱范围也发生了变化. 预计这种现象对任何波长的光总是存在的, 因而当光波传播到这一距离时, 由于准相位匹配条件过于勉强, 利用准周期 Fibonacci 超晶格进行超短脉冲频率转换的优点已经无法体现.

4) 图 5 和图 6 所出现的变化主要是由于随传播距离的增加, 自相位调制导致脉冲频谱的展宽、对频率的瞬时调

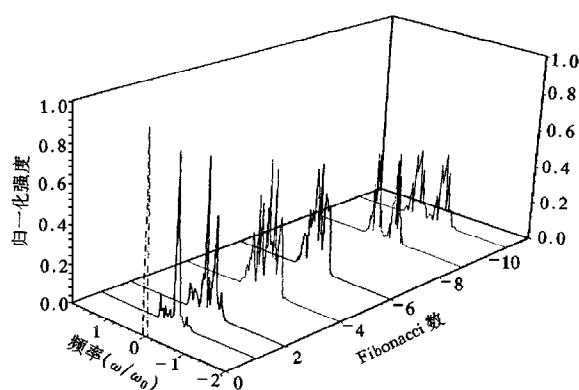


图 6 脉冲在  $\text{LiNbO}_3$  Fibonacci 超晶格中传播过程中频谱的变化 虚线是初始输入脉冲频谱, 脉宽 100 fs

输中,受到 SPM 的影响并不大,所以脉冲形状被拉平变方的趋势不甚明显.但考虑到 SPM, GVD 的耦合效应,发现:脉冲会发生分裂,以至于分裂为两个独立的子脉冲,同时脉冲频谱变化也非常大,这种现象对任何波长的光总是存在的,因而当光波传播到这一距离时,由于准相位匹配条件过于勉强,利用准周期 Fibonacci 超晶格进行超短脉冲频率转换的优点已经无法体现.考虑到这些因素,利用准周期 Fibonacci 超晶格进行超短脉冲频率转换的主要限制就是晶格的长度,就我们采用的晶格参量而言,从模拟分析来看 Fibonacci 数要小于 8. 对于其他的晶体,其他的结构参量,允许的 Fibonacci 数即晶格的长度可能会有所不同,但这一限制总是存在的.

- [1] D. E. Thompson, J. D. McMullen, D. B. Anderson, *Appl. Phys. Lett.*, **29**(1976), 113.
- [2] C. F. Dewey, L. O. Hocker, *Appl. Phys. Lett.*, **26**(1975), 442.
- [3] S. Somke, A. Yariv, *Opt. Commun.*, **6**(1972), 301.
- [4] M. C. Gupta, W. Kozlovsky, A. C. G. Nutt, *Appl. Phys. Lett.*, **64**(1994), 3210.
- [5] S. N. Zhu, Y. Y. Zhu, Y. Q. Qin *et al.*, *Phys. Rev. Lett.*, **14**(1997), 2752.
- [6] R. A. Fisher, W. K. Bichel, *J. Appl. Phys.*, **46**(1975), 4921.
- [7] G. P. Agrawal, *Nonlinear Fiber Optics* (Academic, Boston, MA, 1990).
- [8] D. S. Smith, *Opt. Commun.*, **17**(1976), 332.

## ULTRA-SHORT PULSE PROPAGATING IN FIBONACCI QUASI-PERIODIC OPTICAL SUPER-LATTICE INFLUENCED BY GVD AND SPM\*

GAO YAN-XIA FAN DIAN-YUAN

(National Laboratory of High Power Laser and Physics, Shanghai Institute of  
Optics and Fine Mechanics, Chinese Academy of Sciences, Shanghai 201800)

(Received 31 August 1998)

### ABSTRACT

In this paper, from the structure feature of the Fibonacci super-lattice, based on the principles of self phase modulation (SPM) and group velocity dispersion (GVD), we make use of the split step FFT method, conduct an investigation in SPM and the effects of higher order GVD to spectral development and temporal shaping of ultra-short pulses propagating in the Fibonacci super-lattice. It is shown, when the ultra-short pulses propagating in the Fibonacci super-lattice, because of SPM and GVD, the evolution of the pulse shape and development of the spectra are asymmetric. With increasing length of the super-lattice, the pulse will split into two separate sub-pulses, and the pulse spectra may also split.

**PACC:** 4265H; 4265D; 6160

\* Project supported by the National High Technology Development Program of China(Grant No. 863-416).