

文章编号: 1001-3806(2002)06-0411-02

几种单周期脉冲能量与位相的关系

张 菁 陈建国 李大义
(四川大学光电系, 成都, 610064)

摘要: 对于高斯、洛伦兹、双曲正割和 sinc 4 种脉冲, 研究了载波相位 φ 对单周期脉冲能量的影响, 以上 4 种包络对称的脉冲的归一化能量均可在形式上用同一表达式表示。利用导出的 F 函数的解析表达式, 详细地研究了脉冲能量随 φ 变化的情况。

关键词: 载波相位; 脉冲能量; 单周期脉冲
中图分类号: TN248.35 文献标识码: A

Relationship between carrier phase and energy of single cycle pulses with different profiles

Zhang Jing, Chen Jianguo, Li Dayi
(Department of Optoelectronics, Sichuan University, Chengdu, 610064)

Abstract: Dependence of energy of single cycle pulses on the carrier phase has been studied for Gaussian, Lorentzian, hyperbolic secant and sinc pulses. For the above mentioned symmetric profiles, analytical functions termed F 's, varying with the ratio of the envelop width T_p to cycle period T_0 , have been introduced and deduced to quantify the effect of the carrier phase on the pulse energy. Based on the derived analytical expressions of F 's, detailed descriptions of the pulse energy variations have been presented.

Key words: carrier phase; pulse energy; single cycle pulse

引 言

超短光脉冲技术的迅速发展, 已使得光脉冲的宽度降到了低于 10fs 的水平。由于这种 sub-10-fs 脉冲的宽度仅仅只有几个光波周期, 因而也被称为几周期脉冲(FCP)。目前, 短脉冲的宽度正在向光波周期靠近^[1], 文献中已正式出现了单周期(SCP)脉冲的概念^[1,2], 涉及到了一些可能产生的问题。

在 SCP 所涉及的诸多问题中, 首先被触及到的就是场的位相 φ ^[2~4]。近来的研究也表明, 在 FCP 与物质相互作用的过程中, 有一部分过程是与 φ 有关的^[5,6]。在此, 讨论脉冲能量受位相影响的情况。

一般来说, 一个实电场可写为:

$$E(t) = A(t) \cos(\omega_0 t + \varphi) \quad (1)$$

式中, 实量 $A(t)$, ω_0 和 φ 分别表示电场的振幅、(角)频率和相位。看得出来, φ 描述的是载波与包络的相对位置^[3]。在慢变包络的情况下, 相位 φ 对

光场的能量并无实质性的影响, 因为目前的平方率探测器的响应速度跟不上载波的变化, 在实践中往往都先对 $\cos^2(\omega_0 t + \varphi)$ 作周期平均。

当脉冲包络的宽度(FWHM) T_p 降到与光波周期 $T_0 (= 2\pi/\omega_0)$ 可以比拟的时候, φ 就不再是一个与脉冲能量无关的量了。在图 1 中, 画出了 a- $\varphi = 0$, b- $\varphi = \pi/4$ 和 c- $\varphi = \pi/2$ 时, 包络为高斯的脉冲示意图。作图时, 振幅 $A(t)$ 的平方为高斯(如图中虚线所示), 使用的包络函数对应的脉宽 $T_p = T_0$ 。图中阴影部分的面积代表了脉冲携带的能量 W (或包含的光子数目 N)。比较 a, b, c, 3 图可以看出, 在脉宽接近载波周期时, 相位对脉冲能量有明显的影

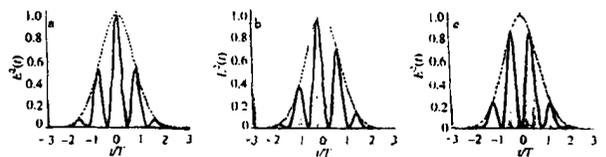


Fig. 1 Sketch of pulses with a Gaussian envelope

在采用适当的单位后, 脉冲所携带的能量 W 可由下式表达^[2]:

作者简介: 张 菁, 女, 1978 年 2 月出生。硕士研究生。现从事激光与光通信方面的研究。

收稿日期: 2002-01-18

$$W = \int_{-\infty}^{\infty} A^2(t) \cos^2(\omega_0 t + \varphi) dt \quad (2)$$

从目前的实验情况来看,来自钛宝石锁模激光器的脉冲串的 φ 恰恰不是一个固定不变的量^[2~4],相邻脉冲的 φ 之所以不同,其根本原因就在于包络以群速度传播而相位却以相速度推进。Brabec 等人^[2]数值计算了在 φ 分别为 0 和 $\pi/2$ 两种情况下 FCP 频谱重心的变化情况,Reichert 等人^[4]考虑了与高斯脉冲电场 N 次方有关的信号受相位 φ 影响的情况。在本文中,作者推导了高斯、洛仑兹、双曲正割以及 sinc 脉冲能量对任意 φ 的依赖关系表达式,利用这些导出的解析表达式考查了 φ 的具体情况。从脉冲能量的角度看,相位的影响在 $T_p \leq T_0$ 后方始明显起来,这与 Brabec 等人^[2]基于计算频谱重心最大变化而得到的结论是一致的。然而,由于 Brabec 等人使用的个别包络函数的表达式有误,因而,对上述几种脉冲受 φ 影响的细节作了必要的修正。

1 脉冲能量与相位的关系式

如果脉冲包络 $A^2(t)$ 关于峰值时刻($t=0$)对称,由(2)式可得:

$$U \equiv \frac{W}{W_0} = 1 + \cos(2\varphi) \int_{-\infty}^{\infty} A^2(t) \cos(\omega_0 t) dt / W_0 \quad (3)$$

式中, $W_0 = \int_{-\infty}^{\infty} A^2(t) dt / 2$ (4)

由定义可见, W_0 是包络函数对时间积分的一半。对多周期脉冲而言, W_0 实际上就是长脉冲的能量。

1.1 高斯脉冲

对高斯脉冲: $A^2(t) = A_0^2 \exp(-t^2/T^2)$ (5a)

式中, A_0^2 为常数,而 T 与包络宽度(FWHM) T_G 的关系式为: $T_G = 2(\ln 2)^{1/2} T$ (5b)

由(2)式可得高斯脉冲的 U 值为:

$$U_G = 1 + \cos(2\varphi) \exp[-\eta_G (T_G/T_0)^2] \quad (6a)$$

式中,常数 η_G 为: $\eta_G = \pi^2 / \ln 2$ (6b)

1.2 洛仑兹脉冲

洛仑兹脉冲的包络函数为 $A_0^2 / [1 + (t/T)^2]$, 包络宽度 $T_L = 2T$ 。由(2)式可以求得:

$$U_L = 1 + \cos(2\varphi) \exp(-\eta_L T_L/T_0) \quad (7a)$$

式中, $\eta_L = 2\pi$ (7b)

1.3 双曲正割脉冲

双曲正割脉冲的包络为 $A_0^2 \operatorname{sech}^2(t/T)$, 包络宽度 $T_{hs} = 2 \ln(\sqrt{2} + 1)$ 。对(2)式求积分是相当复杂的,经过冗长的计算后可得:

$$U_{hs} = 1 + \operatorname{csch}(\eta_{hs} T_{hs}/T_0) \cos(2\varphi) \times \ln\{ [1 + \exp(\eta_{hs} T_{hs}/T_0)] / [1 + \exp(-\eta_{hs} T_{hs}/T_0)] \} \quad (8a)$$

式中, $\eta_{hs} = \pi^2 / \ln(\sqrt{2} + 1)$ (8b)

1.4 sinc 脉冲

sinc 脉冲的包络正比于 $\sin^2(t/T)/t^2$, 其宽度 T_s 的解析表达式不易得到。采用 Yaroviv^[7] 的方法,把 T_s 定义为脉冲峰到第 1 个零点所经历的时间,那么, $T_s = 2\pi T$ 。经过计算后可得:

$$U_s = \begin{cases} 1 + (2\pi)^{-1/2} \cos(2\varphi)(1 - T_s/T_0) & (T_s \leq T_0) \\ 0 & (T_s > T_0) \end{cases} \quad (9)$$

(9) 式表明,对 sinc 脉冲而言,在脉宽严格等于光波周期时,位相才开始起作用。

2 分析与讨论

从(6)式~(9)式可以看出,归一化脉冲能量 (W/W_0) 可以表示成以下形式:

$$W/W_0 = 1 + F(T_p/T_0) \cos(2\varphi) \quad (10)$$

式中, W_0 表示由包络函数决定的“脉冲能量”,它是通过先对 $\cos^2(\omega_0 t + \varphi)$ 作周期平均后再对包络进行积分的结果; F 则是一个以 (T_p/T_0) 为自变量的函数,它与具体的形式和脉冲包络形状有关。从(10)式可以看到,只有当 F 函数大到一定程度,相位 φ 才会对脉冲能量产生实质性的影响。从(6a)式~(7a)式、(8a)式和(9)式可以看到, F 函数随 (T_p/T_0) 变小而增大,换句话说,要等包络宽度降到一定水平时,相位的作用才显现出来。

在图 2 中,画出了前边列举的 4 种包络对应的 F 函数随 (T_p/T_0) 变化的曲线。从该图可以看出,如果以 $F = 1\%$ 作为判断位相开始起作用的标准,那么,对应的

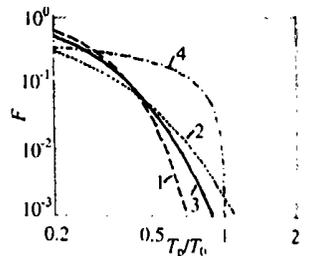


Fig. 2 Curves of F 's for four kinds of profiles

的 (T_p/T_0) 按从小到大排列依次为 $T_G/T_0 = 0.57$, $T_{hs}/T_0 = 0.65$, $T_L/T_0 = 0.73$, $T_s/T_0 = 0.97$ 。虽然对不同形状的包络,上述值有差别,但总体上可以认为当 $T_p/T_0 \leq 1$ 时,相位对脉冲能量产生影响才

与 CF₄ 反应,造成 HF 的浓度较大,因此,上述(1)式的正向反应不进行,反而其逆向反应变得强烈,生长过程中不仅不会再产生氟氧化物,而且也能消除原料中少量的氟氧化物。

两种气氛中生长的无稀土掺杂的 LiYF₄ 晶体的红外吸收光谱如图 5 所示。从测试结果可以看出,虽然由于 Ar 气氛下生长的晶体样品薄,吸收小,但 3620cm⁻¹ 波数附近出现的 OH⁻ 吸收峰明显

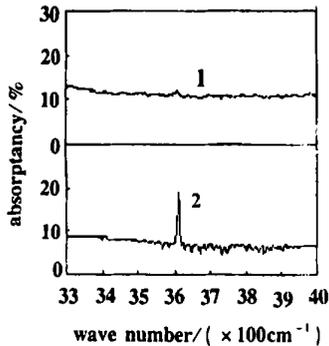


Fig. 5 The IR spectra of two kinds of LiYF₄ crystals
1- grown in CF₄ atmosphere
2- grown in Ar atmosphere

大,而在 CF₄ 气氛下生长的晶体的吸收光谱中没有出现 OH⁻ 吸收峰。这就说明,在 CF₄ 气氛下生长 LiYF₄ 晶体,可以消除系统内 H₂O 的影响。由于 CF₄ 的强还原性,人们不难理解,在 CF₄ 气氛下生长 LiYF₄ 晶体,还可以消除系统内残留 O₂ 的影响。

采用完全的 CF₄ 气氛,导致单晶炉系统的严重腐蚀。通过向 Ar 气氛中少量掺入 CF₄ 气体,可以有效减轻 CF₄ 对单晶炉系统的腐蚀。用单一 CF₄ 气体时,每次实验后都要维修设备。用混合气体,维修设备次数大大减少,约实验 7~ 8 次后需要维修

设备。并且,保证晶体性能不发生变化。

4 结 论

实验研究证明,在 Ar 气氛下生长的 LiYF₄ 晶体的表面所包裹的白色不纯物质,主要是稀土氟氧化物,在炉内真空度达到 10⁻²Pa 数量级的情况下,掺入 CF₄ 气体,所生长的 LiYF₄ 晶体表面不产生白色不纯物质,晶体透明,晶体内部 OH⁻ 离子的含量很小,未能在测试范围内观察到,说明掺入 CF₄ 作保护气氛,是生长高质量的 LiYF₄ 晶体的有效措施之一。

参 考 文 献

- [1] Duffy S, Wells J P R, Gallagher H G. *J Crystal Growth*, 1999, 203: 405~ 411.
- [2] Rogin P, Hulliger R J. *J Crystal Growth*, 1997, 179: 551~ 558.
- [3] Ranieri I M, Boldochi S L, Santo A M E *et al.* *J Crystal Growth*, 1996, 166: 423~ 428.
- [4] Okada F, Togawa S, Ohta K *et al.* *J A P*, 1994, 75(1): 49~ 53.
- [5] Boldochi S L, Shimamura K, Nakano K *et al.* *J Crystal Growth*, 1999, 205: 537~ 542.
- [6] Uhrin R, Belt R F, Rosati V. *J Crystal Growth*, 1977, 38: 38~ 44.
- [7] Pastor R C, Robinson M, Akutagawa W M. *Mat Res Bull*, 1975, 10: 501~ 510.
- [8] Jones D A, Cochayne B. *J Crystal Growth*, 1975, 30: 21~ 26.
- [9] Rogin P, Hulliger J. *J Crystal Growth*, 1997, 179: 551~ 558.
- [10] Cockayne B, Plant J G, Clay R A. *J Crystal Growth*, 1981, 54: 407~ 413.

(上接第 412 页)

开始显现出来。这与 Brabec 等人^[2]通过数值计算 φ 等于 0 和 $\pi/2$ 时脉冲频谱重心变化所作的判断是一致的,但从顺序上看有些差别,因为 Brabec 等人使用的个别包络函数有误。

3 结 论

研究了几种具有解析包络的单周期脉冲的能量随载波相位变化的情况。根据所得的结果,脉冲归一化能量可表示为 $\{1 + F(T_p/T_0) \cos(2\varphi)\}$ 。利用导出的 F 函数的解析表达式,计算了脉宽下降到什么程度才开始对脉冲能量起作用的相位。大体上

讲,相位起作用开始于 $T_p \leq T_0$,具体地讲则是 sinc 脉冲始于 $T_p \approx T_0$,然后是洛仑兹和双曲正割,最后为高斯。

参 考 文 献

- [1] Cheng Z, Fürbach A, Sartania S *et al.* *Opt Lett*, 1999, 24 (4): 247 ~ 249.
- [2] Brabec T, Krausz F. *Phys Rev Lett*, 1997, 78 (17): 3282~ 3285.
- [3] Xu L, Spielmann Ch, Poppe A *et al.* *Opt Lett*, 1996, 21(24): 2008~ 2010.
- [4] Reichert J, Holzwarth R, Udem Th *et al.* *Opt Commun*, 1999, 172(1~ 6): 59~ 68.
- [5] Christov I P. *Opt Lett*, 1999, 24(20): 1425~ 1427.
- [6] Scrinzi A, Geissler M, Brabec T. *Phys Rev Lett*, 2001, 86(3): 412 ~ 415.
- [7] Yariv A. *Quantum Electronics*. New York: Wiley, 1988.