

脉冲堆积激光三倍频过程的逆问题

曾曙光 张彬

(四川大学电子信息学院, 四川 成都 610064)

摘要 针对三倍频过程的逆问题,即如何在给定三倍频脉冲形状及三倍频系统参数的前提下,通过逆算得到输入基频光脉冲形状,并采用脉冲堆积法来获得所需的基频光脉冲,提出了相应的计算模型和方法。以分步傅里叶变换和四阶龙格-库塔法为基础,通过数值拟合等方法,建立了三倍频光强与输入基频光强之间的定量关系。以预期输出三倍频光脉冲为具有特定形状的整形脉冲为例,通过逆算得到了相应的输入基频光脉冲波形。在此基础上,计算获得了脉冲堆积器的衰减系数、延时等控制参数。进而通过对基频光时间波形的整形,实现了所要求的三倍频激光脉冲输出。研究表明,该逆算方法具有原理简单、计算快速准确等优点,可为三倍频过程激光脉冲整形设计提供参考。

关键词 三倍频; 逆问题; 脉冲整形; 脉冲堆积; 惯性约束核聚变

中图分类号 O437.1 **文献标识码** A **doi**: 10.3788/AOS20092909.2561

Inverse Problem of Frequency Tripling of Pulses Stacking Laser

Zeng Shuguang Zhang Bin

(College of Electronics Information, Sichuan University, Chengdu, Sichuan 610064)

Abstract A method for solving the inverse problem of frequency tripling, i. e., how to calculate the shape of the fundamental field (1ω), and how to obtain the required 1ω pulse by pulses stacking method for a given shape of the third-harmonic field (3ω), was proposed. Based on some numerical techniques such as split-step Fourier transform and fourth-order Runge-Kutta, the quantitative relation between the input 1ω intensity and the output 3ω intensity was obtained by curve fitting method. Taking the shaping pulse with a certain shape as the required output 3ω pulse, the corresponding shape of the 1ω pulse can be determined by the inverse calculation. Furthermore, the parameters of the pulse stacker, such as attenuation and time delay, etc, were worked out. Consequently, the temporal pulse shaping for 1ω pulse can be realized, leading to the realization of the required output 3 pulse. The results indicate that the inverse problem can be solved quickly and precisely with the method proposed in this paper, and this method is useful for pulse shaping of frequency tripling.

Key words frequency tripling; inverse problem; pulse shaping; pulses stacking; inertial confined fusion

1 引 言

惯性约束核聚变(ICF)研究中,要求将高功率钕玻璃固体激光装置输出的基频光经过三次谐波转换后,利用三倍频光驱动靶丸产生聚变。与此同时,为了实现对聚变靶丸的压缩和点火、抑制压缩过程中产生的不稳定性^[1]、提高压缩比和能量耦合效率、降低对激光能量的要求,要求三倍频光在时间上为一特定形状的整形脉冲^[2],从而使得对激光脉冲进

行精确的时间脉冲整形^[3]成为 ICF 前端系统的关键技术。现有的时间整形方案主要有普克尔盒削波^[4]、集成光学调制器^[5]、光纤脉冲堆积器^[6,7]等。

迄今为止,基于倍频与和频效应的三次谐波转换理论及数值计算方法已经较为成熟^[8~10],这些方法是在通过不断尝试性地调整输入基频光的条件和优化倍频系统参数来尽可能获得满足物理实验要求的三倍频光。然而,在实际工作中更有

收稿日期: 2008-10-06; 收到修改稿日期: 2008-11-12

基金项目: 教育部新世纪优秀人才支持计划(NCET-05-0784)和四川省青年科技基金(05ZQ026-013)资助课题。

作者简介: 曾曙光(1984—),男,博士研究生,主要从事超短脉冲传输和放大研究。E-mail: zsg0519999@163.com

导师简介: 张彬(1969—),女,教授,博士生导师,主要从事光物理和技术的研究。E-mail: zhangbinff@sohu.com

实际意义的工作则是根据已知的满足物理实验要求的三倍频光强分布,经过计算得到相应的输入基频光光强分布^[11],进而通过 ICF 前端系统的时间脉冲整形技术等来严格控制基频光光强分布,以获得满足物理实验要求的三倍频光强分布。本文中给出了如何由给定的三倍频强度分布“逆向”求解出输入基频光强度分布,然后采用脉冲堆积法^[6,7]来产生所要求的具有特定形状的基频光的计算方法,即脉冲堆积激光三倍频逆问题的计算

方法。并以整形脉冲为例,对脉冲堆积激光三倍频过程的逆问题进行了研究。

2 三倍频过程的计算与分析

2.1 三倍频理论模型

本文计算中,采用 KDP 晶体 I / II 类晶体级联角度失谐的三倍频方案,相应的谐波转换耦合波方程组为^[2]:

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_1}{\partial y^2} + i2n_1 \frac{\omega_1}{c} \left[\frac{\partial A_1}{\partial z} + \rho_\omega(\theta) \frac{\partial A_1}{\partial y} + a_1 \frac{\partial A_1}{\partial t} \right] = -\frac{\omega_1^2}{c^2} \bar{\chi} A_2^* A_3 \exp(i\Delta k z) - i \frac{n_1 \omega_1}{c} \alpha_1 A_1 \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 A_1}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_2}{\partial y^2} + i2n_2 \frac{\omega_2}{c} \left[\frac{\partial A_2}{\partial z} + \rho_{2\omega}(\theta) \frac{\partial A_2}{\partial y} + a_2 \frac{\partial A_2}{\partial t} \right] = -\frac{\omega_2^2}{c^2} \bar{\chi} A_1^* A_3 \exp(i\Delta k z) - i \frac{n_2 \omega_2}{c} \alpha_2 A_2 \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 A_3}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 A_3}{\partial y^2} + i2n_3 \frac{\omega_3}{c} \left[\frac{\partial A_3}{\partial z} + \rho_{3\omega}(\theta) \frac{\partial A_3}{\partial y} + a_3 \frac{\partial A_3}{\partial t} \right] = -\frac{\omega_3^2}{c^2} \bar{\chi} A_1 A_2 \exp(-i\Delta k z) - i \frac{n_3 \omega_3}{c} \alpha_3 A_3 \quad (3)$$

式中 ρ 为 e 光的走离系数; $a_j = 1/\nu_{gj} - 1/\nu_{g1}$ ($j = 1, 2, 3$, 分别对应于基频光、二倍频光、三倍频光); ν_{gj} 为群速度; ϵ_0 为自由空间介电常数; Δk 为相位失配量; c 为真空中的光速, α_j 为晶体吸收系数。本文假定初始基频光在空间上为均匀分布,故不用考虑以上三式中与 x, y 有关的项。

计算中所用到的基频光中心波长均为 1054 nm。对 I 类匹配的 KDP 晶体二倍频过程,在 (1)~(3) 式中: $A_1 = A_2 = A_{10}/2$, 为入射基频 o 光振幅, $A_3 = A_{2e}$ 为二倍频 e 光振幅, $n_1 = n_2 = n_o$, $n_3 = n_{2e}$, n_o 和 n_{2e} 分别为基频 o 光和二倍频 e 光的折射率,有效非线性系数 $\bar{\chi} = -\chi \sin \theta \sin 2\Phi$, θ 是光传播方向与光轴的夹角,方位角 $\Phi = 45^\circ$, 相位匹配角 $\theta_m = 41.19^\circ$, 二倍频失谐角为 $210 \mu\text{rad}$, 二倍频晶体厚度为 10 mm, 非线性系数 $\chi = 0.78 \text{ pm/V}$ 。方程 (1)~(3) 式的初始条件为: $A_{10} = (2I/n_o \epsilon_0 c)^{1/2}$, $A_{2e} = 0$ 。对 II 类匹配的 KDP 晶体三倍频过程,在 (1)~(3) 式中: $\bar{\chi} = \chi \sin \theta \cos 2\Phi$, $\Phi = 0^\circ$, 相位匹配角 $\theta_m = 59.01^\circ$, 三倍频失谐角为 $0 \mu\text{rad}$; $n_1 = n_e$, $n_2 = n_{2o}$, $n_3 = n_{3e}$, n_e, n_{2o}, n_{3e} 分别为基频 e 光、二倍频 o 光、三倍频 e 光的折射率。方程 (1)~(3) 的初始条件为: $A_1 = A'_{1e}, A_2 = A'_{2o}, A_3 = 0$ 。 A'_{1e}, A'_{2o} 分别为入射混频晶体的基频光和倍频光振幅。

2.2 饱和度对输出三倍频脉冲波形的影响

假设输入基频光为啁啾高斯脉冲,其场分布可表示为:

$$E(t) = E_0 \exp \left\{ -\frac{(1+iC)}{2} \left(\frac{t}{\tau} \right)^2 - i\omega_0 t \right\} \quad (4)$$

式中, τ 为 1/e 脉冲半宽; ω_0 为中心频率; C 为啁啾参数,通过适当调整啁啾参数可获得不同带宽的啁啾脉冲。

图 1 给出了输入基频光及在不同三倍频晶体厚度时的输出三倍频光脉冲波形, (a) 输入基频光; (b) 输出三倍频光。计算中输入基频光啁啾参数为 61, 脉冲半高全宽为 1 ns, 峰值强度为 4 GW/cm^2 。

由图 1(b) 可以看出,输入基频光相同的情况下,对于不同厚度的三倍频晶体,输出三倍频波形各不相同。当三倍频晶体厚度 $d_3 = 4 \text{ mm}$ 时,输入和输出波形变化并不明显。经计算得到的三倍频效率为 47.33%, 对应于三倍频过程尚未饱和的情况; 当 $d_3 = 10 \text{ mm}$ 时,相应的波形变化比较明显,输出三倍频脉冲已变成近乎顶分布,相应的三倍频效率为 76.44%, 此时已达到饱和状态; 当 $d_3 = 16 \text{ mm}$ 时,输出三倍频脉冲波形发生明显畸变,相应三倍频效率为 31.81%, 此时处于过度饱和状态。当出现过度饱和时,三倍频脉冲中心呈现凹陷,这是由于在三倍频过程中,对于一定强度的输入基频光,存在一最佳三倍频晶体厚度与之对应,且输入基频光越强,对应的最佳三倍频晶体厚度就越短。当晶体厚度超过了最佳厚度时,脉冲中心部分由于强度较大,三倍频光强在达到最大值后,开始发生三倍频的逆过程,能量由三倍频光“回流”至基频光和二倍频光,从而使得脉冲中心出现凹陷。此外,进一步计算表明,对于相同的晶体厚度,不同入射基频光强时的三倍频饱和程度也不相同,相应的输入输出波形变化情况与图 1 类似。

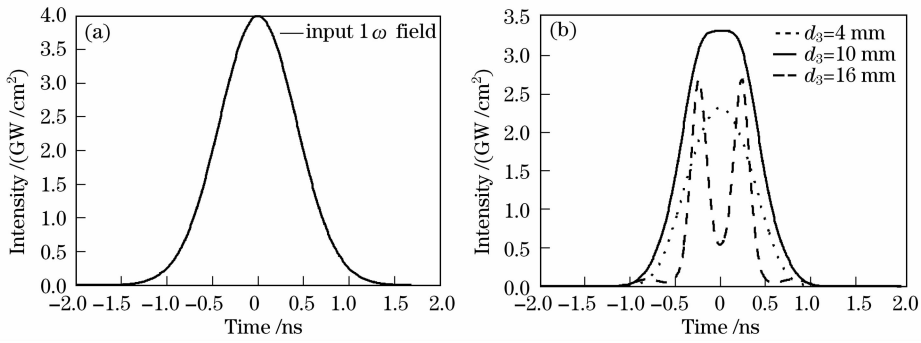


图 1 (a)输入基频光时间波形；(b)在不同三倍频晶体厚度时的输出三倍频光时间波形

Fig. 1 (a)The temporal shape of the input 1ω intensity; (b) The temporal shape of the output 3ω intensity for different tripler lengths

3 三倍频逆问题的计算方法及计算结果分析

3.1 计算方法

由以上对图 1 的分析可知,在三倍频过程中,一方面,为了提高三倍频效率,需要进行饱和转换(此时的三倍频效率最高);另一方面,当饱和转换时,输出三倍频光形状将会发生明显变化。因此,在实际应用中很难获得能满足物理实验要求的三倍频光。为了解决这一问题,则需要对输入基频光波形进行预补偿或整形。

通过分析谐波转换耦合方程组(1)~(3)可以发现,当基频光强度和三倍频器参数给定的情况下,对于某一输入基频光强度,存在唯一的三倍频光强度与之相应。由此可采用本文提出的方法解决三倍频过程的逆问题,即由输出三倍频光强分布数值计算出输入基频光光强分布。具体步骤如下:

1)在给定基频光强度的情况下,通过数值求解方程组(1)~(3),即“正算”,可以得到不同输入信号光强时,可以得到相应的一组输入基频光强—输出三倍频光强的计算数据;

2)采用五阶多项式拟和方法,对步骤 1)计算得到的输入基频光强—输出三倍频光强数据进行拟合,从而获得相应的输入基频光强—输出三倍频光强之间的函数关系,即

$$I_{\omega_{in}}(t) = \sum_{n=0}^5 a_n [I_{3\omega}(t)]^n \quad (5)$$

式中, $I_{\omega_{in}}(t)$ 、 $I_{3\omega}(t)$ 分别为输入、输出信号光强度分布, a_n 为多项式系数;

3)根据拟合得到的函数关系(5)式,由给定的三倍频光波形即可计算出相应的输入基频光波形;

4)由步骤 3)计算出的基频光光强数据,按文献

[6,7]中的非相干堆积法,通过计算获得脉冲堆积器的延时、各路衰减系数等控制参数,进而可利用若干高斯子脉冲堆积成所需的基频光波形。其中,延时参数的选取要使得堆积后的脉冲较为平滑,各路衰减系数是由所需的整形脉冲波形通过积分运算等来确定,而子脉冲宽度则由整形脉冲的时间宽度、子脉冲个数和延时参数来确定。

3.2 计算结果及分析

以预期输出三倍频光为一特定形状整形脉冲为例,说明上述逆算方法的有效性。图 2 给出了不同情况下的输入基频光及输出三倍频光时间波形,(a)输入基频光;(b)输出三倍频光。计算所用参数:三倍频晶体厚度为 10 mm,用于堆积的子脉冲个数为 32,脉冲堆积器的延时参数为 0.7。

由图 2(a)可以看出,根据给定的三倍频光逆算得到的预补偿输入基频光(点划线)波形与不加补偿的“原始基频光”(短虚线,其形状即为预期输出三倍频光的形状)波形有较大差异;而脉冲堆积所得到的基频光(实线)与预补偿输入基频光重合较好。由图 2(b)可以看出,若不对基频光加以预补偿,即以图 2(a)中的“原始基频光”输入时,由于三倍频过程的饱和效应,输出三倍频脉冲(短虚线)形状将产生明显变化,从而无法获得预期的特定形状 of 三倍频脉冲(长虚线);而对输入基频光进行预补偿后,相应的三倍频脉冲(点划线)与预期输出的三倍频脉冲几乎重合;当采用脉冲堆积法来获得所需的基频光波形时,其相应的三倍频脉冲(实线)与预期输出的三倍频脉冲稍有差异。该差异源于用于堆积的脉冲个数是有限的,堆积得到的基频光脉冲与逆算得到的预补偿脉冲不可避免地存在一定差异^[7]。由此可见,利用脉冲堆积方式对基频光加以预补偿后,其相

应的三倍频脉冲波形与预期输出的三倍频脉冲波形

符合得很好。

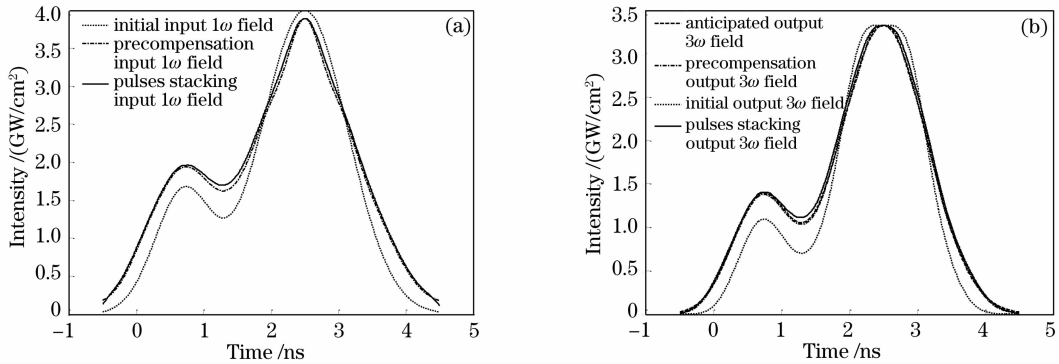


图 2 输入基频光及输出三倍频光时间波形

Fig. 2 Temporal shape of the input 1ω intensity and the output 3ω intensity

4 结 论

本文通过讨论饱和度对输出三倍频脉冲波形的影响,说明了研究三倍频过程逆问题的必要性。在此基础上,提出了解决三倍频过程逆问题的计算模型和方法。以预期输出激光脉冲为具有特定形状的整形脉冲为例,对脉冲堆积激光三倍频过程的逆问题进行了研究。研究表明,本文提出的逆算法适用于产生不同形状的预期输出三倍频光脉冲,而且,还具有原理简单、计算快速准确的优点,可为三倍频过程激光脉冲整形设计提供参考。此外,该方法还可用于产生空间上有特定形状要求的三倍频激光脉冲。

参 考 文 献

- 1 Nuckolls J., Wood L. *et al.*. Laser compression of matter to super-high densities: thermonuclear (CTR) application [J]. *Nature*, 1972, **239**(15):139~142
- 2 Milonni P. W., Auerbach J. M., D. Eimerl D.. Frequency conversion modeling with spatially and temporally varying beams [C]. *SPIE*, 1997, **2622**:230~241
- 3 Okishev A., Skeldon M. D., Letzring S. A. *et al.*. The pulse-shaping system for the 60-beam,30-kJ OMEGA laser[C]. *SPIE*, 1996, **2770**:10~18
- 4 Dingxiang Cao, Xiongjun Zhang, Wanguo Zheng *et al.*. Thermal distortion and birefringence in repetition-rate plasma electrode

- Pockels cell for high average power[J]. *Chin. Opt. Lett.*, 2007, **5**(5):292~294
- 5 Benjraja V., Chang C. C., Emanuel A. W. R. *et al.*. Pulse shaping of incoherent light by use of a liquid-crystal modulator array[J]. *Opt. Lett.*, 1996, **21**(21):1756~1758
- 6 Ji Fan, Sui Zhan, Li Feng *et al.*. Analysis of pulse smoothing by multi-pulse interference in time domain[J]. *High Power Laser and Particle Beams*, 2006, **18**(3):401~404
- 纪帆,隋展,李锋等. 时域延时多脉冲叠加平滑过程的分析[J]. *强激光与粒子束*, 2006, **18**(3):401~404
- 7 Zeng Shuguang, Zhang Bin. Inverse problem of pulse shaping by pulse stacking [J]. *Acta Optica Sinica*, 2008, **28**(12):2272~2276
- 曾曙光,张彬. 脉冲堆积方式产生整形脉冲的逆问题[J]. *光学学报*, 2008, **28**(12):2272~2276
- 8 Wegner P. J., Hennesian A., Speck D. R. *et al.*. Harmonic conversion of large-aperture 1.05 μm laser beams for inertial-confinement fusion research [J]. *Appl. Opt.*, 1992, **31**(30):6414~6426
- 9 Craxton R. S., Stephen D., Joseph E. *et al.*. Basic properties of KDP related to the frequency conversion of $1\mu\text{m}$ laser radiation [J]. *IEEE J. Quan. Eleatron.*, 1981, **QE17**(9):1782~1785
- 10 Eimerl D., Auerbach J. M., Milonni P. W.. Paraxial wave theory of second and third harmonic generation in uniaxial crystals: I Narrowband pump fields [J]. *J. Modern Opt.*, 1995, **42**(5):1037~1067
- 11 Li Kun, Zhang Bin. Inverse problem of monochromatic third-harmonic generation [J]. *Laser Technology*, 2006, **30**(2):186~188
- 李琨,张彬. 窄带三次谐波转换的逆问题[J]. *激光技术*, 2006, **30**(2):186~188