

文章编号: 1001-3806(2005)05-0473-03

宽带激光二倍频特性的理论分析

黄中华^{1,2}, 蔡邦维^{2*}, 马 驰¹, 李恪宇¹

(1. 中国工程物理研究院 激光聚变研究中心, 绵阳 621900; 2. 四川大学 电子信息学院, 成都 610064)

摘要: 在激光核聚变(ICF)物理实验中,采用相干度较小的宽带倍频激光,能有效抑制高阶非线性效应和提高靶的激光辐照均匀性。根据不同频率成分和频耦合原理,建立了宽带二倍频转换的物理模型,作了理论计算分析,发现二倍频光的光谱变窄,结果对宽带三倍频研究具有一定应用价值。

关键词: 非线性光学;频率转换;宽带倍频;带宽;和频耦合

中图分类号: O437.1 **文献标识码:** A

Theory study of the second harmonic properties of broadband lasers

HUANG Zhong-hua^{1,2}, CAI Bang-wei², MA Chi¹, LI Ke-yu¹

(1. Research Center of Laser Fusion, CAEP, Mianyang 621900, China; 2. Department of Electronic Information, Sichuan University, Chengdu 610064, China)

Abstract: In the experiment of laser fusion, broadband lasers, which are weak interference, can effectively restrain high order nonlinear effects and smooth the radiation upon the target. According to the method of different frequency coupling, a model of the second harmonic generation (SHG) of the broadband lasers is set up. The calculation result shows that the bandwidth is compressed, which can be referenced by the third harmonic generation of the broadband lasers.

Key words: nonlinear optics; frequency conversion; broadband SHG; bandwidth; sum frequency coupling

引 言

关于窄带谐波转换的特性,国内外已有较详细的文献报道^[1,2]。对于宽带谐波转换,美国 MILONNI 等人利用时间调制模拟了宽带激光频率转换过程^[3],但这种方式是在窄带的基础上对宽带的简单模拟,不能深入分析谐波的光谱特性。作者根据宽带基频光频谱成分的分布出发,建立了基于和频耦合产生宽带倍频激光的物理模型和计算方法。该模型直接对频率成分进行分析,所以,可以研究宽带基频光频率转换过程中的频谱分布变化。分别计算了宽带二倍频的近场分布、转换效率及频谱分布的变化,所得结果是三次谐波的转换的基础。发现经过倍频后,倍频光的光谱将变窄,这与资料报道的从 Q 开关激光器发出的激光经过倍频后,带宽从基频光的 50nm 压缩成倍频光的 23nm 相吻合^[4],所得结果对高强度宽带激光三倍频研究有一定的参考应用价值。

1 理论模型

宽带光源有许多频率成分,在宽带光与 KDP 晶体

作者简介:黄中华(1979-),男,硕士研究生,主要从事高强度非线性激光谐波转换的研究。

* 通讯联系人。E-mail: yysj1977@sina.com.cn

收稿日期:2004-07-12;收到修改稿日期:2004-12-24

相互作用发生频率转换时,除了相同频率成分之间的倍频之外,还存在着不同频率成分之间的和频。对这些和频过程进行分析和统计,可以建立一种基于和频耦合的宽带倍频理论模型。其中,倍频是和频的特例,倍频与和频的差别在于它们对物质激化率的不同。

根据上面对和频耦合理论的描述,从两个频率成分的耦合推导出整个宽带光的耦合方程。设宽带基频光中包含有频率分量 ω_i, ω_j 的光,和频过程为 $\omega_i + \omega_j = \omega_2, \omega_2$ 表示二次谐波的频率。振幅 E 是 x, y, z 和 ω 的函数,但是为了突出 ω ,更为了书写简便,这里仅标明振幅是 ω 的函数。对于脉冲宽度在 1ns ~ 3ns 的脉冲, I 类匹配宽带二倍频转换的稳态分量 (ω_i, ω_j) 耦合方程为:

$$\frac{\partial^2 E_1(\omega_i)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_1(\omega_i)}{\partial y^2} + 2in_o(\omega_i) \frac{\omega_i}{c} \frac{\partial E_1(\omega_i)}{\partial z} = -\frac{\omega_i^2}{c^2} \chi E_1^*(\omega_i) E_2(\omega_2) e^{i\Delta k z} - i \frac{n_o(\omega_i) \omega_i}{c} \alpha_1 E_1(\omega_i) \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 E_1(\omega_j)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_1(\omega_j)}{\partial y^2} + 2in_o(\omega_j) \frac{\omega_j}{c} \frac{\partial E_1(\omega_j)}{\partial z} = -\frac{\omega_j^2}{c^2} \chi E_1^*(\omega_j) E_2(\omega_2) e^{i\Delta k z} - i \frac{n_o(\omega_j) \omega_j}{c} \alpha_1 E_1(\omega_j) \quad (2)$$

$$\frac{\partial^2 E_2(\omega_2)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_2(\omega_2)}{\partial y^2} + 2in_e(\omega_2) \frac{\omega_2}{c} \left[\frac{\partial E_2(\omega_2)}{\partial z} + \right.$$

$$\rho_{\omega_2}(\theta) \frac{\partial E_2(\omega_2)}{\partial y} \Big] = -\frac{\omega_2^2}{c^2} \bar{\chi} E_1(\omega_i) E_1(\omega_j) e^{-i\Delta k z} - i \frac{n_e(\omega_2) \omega_2}{c} \alpha_2 E_2(\omega_2) \quad (3)$$

式中,方程左边前面二阶导数的两项表示衍射,第3项表示沿 z 轴的传输,方程右边第1项表示非线性项,最后一项表示吸收。 $E_1(\omega_i)$ 和 $E_1(\omega_j)$ 表示基频光的电场振幅, $E_2(\omega_2)$ 表示二次谐波的电场振幅; x, y 表示垂直于光传播方向的横截面的坐标系, z 表示激光传播方向; ω_i, ω_j 表示基频光分量, ω_2 表示二次谐波的频率; c 表示光在真空中的光速; $n_o(\omega_i)$ 和 $n_o(\omega_j)$ 表示基频光在 o 轴的折射率, $n_e(\omega_2)$ 表示二次谐波在 e 轴的折射率; $\bar{\chi}$ 为非线性系数; α_1, α_2 分别表示晶体对基频光合倍频光的吸收系数; $\rho_{\omega_2}(\theta)$ 表示倍频光沿 y 轴的空间走离; Δk 为总波矢失配量,总波矢失配可以表示为 $\Delta k_0 + \Delta k(\omega_i, \omega_j)$ 或 $\Delta k_0 + \Delta k(\omega_j, \omega_i)$, Δk_0 表示中心频率的波矢失配量, $\Delta k(\omega_i, \omega_j)$ 或 $\Delta k(\omega_j, \omega_i)$ 表示晶体色散引起的波矢失配量,且 $\Delta k(\omega_i, \omega_j) = \Delta k(\omega_j, \omega_i)$,简写为 Δk_y ,可以用下式表示^[4]:

$$\Delta k_y = \frac{2\pi}{\lambda_{lc}} \left[\left(\frac{\partial n_{li}}{\partial \lambda_i} \Delta \lambda_i + \frac{\partial n_{lk}}{\partial \lambda_j} \Delta \lambda_j \right) - \frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda_2} (\Delta \lambda_i + \Delta \lambda_j) \right] - \frac{2\pi}{\lambda_{lc}} \times [n_{li} \Delta \lambda_i + n_{lk} \Delta \lambda_j - n_2 (\Delta \lambda_i + \Delta \lambda_j)] \quad (4)$$

式中, λ_{lc} 为中心频率的波长, n_{li}, n_{lk} 分别表示基频光的两个分量的折射率, $\Delta \lambda_i, \Delta \lambda_j$ 分别表示 i 和 k 频率分量的微小增量, n_2 表示二次谐波的折射率, λ_2 为谐波的波长。

对于I类匹配, $n_{li} = n_{lk} = n_{lo} = n_2$,上式可以表示为:

$$\Delta k_y^I = \frac{2\pi}{\lambda_{lc}} \left(\frac{\partial n_1}{\partial \lambda_1} - \frac{1}{2} \frac{\partial n_2}{\partial \lambda_2} \right) (\Delta \lambda_i + \Delta \lambda_j) \quad (5)$$

式中, $\frac{\partial n_1}{\partial \lambda_1}$ 和 $\frac{\partial n_2}{\partial \lambda_2}$ 分别为基频光及倍频光的色散关系。

$\rho_{\omega_2}(\theta)$ 表示在相位匹配角为 θ 时 e 轴二次谐波的走离因子,表达式为:

$$\rho_{\omega_2}(\theta) = \frac{1}{n_e(\omega_2, \theta)} \frac{\partial n_e(\omega_2, \theta)}{\partial \theta} \quad (6)$$

虽然对于大口径的倍频晶体,横向走离对倍频效率影响不大,但是为了完整,计算中仍然考虑了走离。由于 $E_1(\omega_i)$ 和 $E_1(\omega_j)$ 表示同一个电场的不同分量,根据(1)式~(3)式可以得出I类匹配宽带二倍频转换的稳态和频耦合方程为:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial^2 E_1(\omega_i)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_1(\omega_i)}{\partial y^2} + 2in_o(\omega_i) \frac{\omega_i}{c} \frac{\partial E_1(\omega_i)}{\partial z} = \\ & -\frac{\omega_i^2}{c^2} \sum_{j=1}^N \bar{\chi} E_1^*(\omega_j) E_2(\omega_2) e^{i\Delta k z} - i \frac{n_o(\omega_i) \omega_i}{c} \alpha_1 E_1(\omega_i) \quad (7) \\ & \frac{\partial^2 E_2(\omega_2)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 E_2(\omega_2)}{\partial y^2} + 2in_e(\omega_2) \frac{\omega_2}{c} \left[\frac{\partial E_2(\omega_2)}{\partial z} + \right. \end{aligned}$$

$$\rho_{\omega_2}(\theta) \frac{\partial E_2(\omega_2)}{\partial y} \Big] = -\frac{\omega_2^2}{c^2} \bar{\chi} \left(1 - \frac{1}{2} \delta_y \right) E_1(\omega_i) E_1(\omega_j) \times \left[e^{i\Delta k(\omega_i, \omega_j)z} + e^{i\Delta k(\omega_j, \omega_i)z} \right] e^{-i\Delta k z} - i \frac{n_e(\omega_2) \omega_2}{c} \alpha_2 E_2(\omega_2) \quad (8)$$

式中, $\delta_y = \begin{cases} 1 & i=j \\ 0 & i \neq j \end{cases}$, $i=j$ 表示倍频过程, $i \neq j$ 表示和频; N 表示基频光频率成分的数量。

2 理论计算

2.1 计算方法

(7)式和(8)式是对 N 个分量求和,对于每对频率分量的和频,可以用窄带的求解方法进行求解。窄带的求解方法是先对振幅进行傅里叶变换并使其在真空中传播一小段距离,再对振幅进行逆傅里叶变换回到时域,利用四阶龙格-库塔法解非线性谐波转换的常微分方程组。

值得注意的是,中心波长的选择是根据相位匹配条件而选择的^[5],相位匹配角的变化会引起中心频率的移动。当频谱分布为对称于 $1.053\mu\text{m}$ 的两边,且晶体的相位失配为0时,选择 $1.053\mu\text{m}$ 作为中心波长是合理的。但是如果频率分布不对称于 $1.053\mu\text{m}$ 的两边,或者晶体的相位失配不为0,这时应选择其它频率分量作为中心频率。中心频率的选择对谐波谱分布的计算结果有很大的影响。

2.2 计算参数

基频光的初始条件如下:中心频率为 $1.053\mu\text{m}$,脉冲近场分布只考虑理想的平滑六阶超高斯分布,频谱分布为没有毛刺的理想平滑高斯形状,带宽(FWHM)为 0.500nm ,为满足现在的要求,初始输入光强在 $1.5\text{GW}/\text{cm}^2 \sim 2.5\text{GW}/\text{cm}^2$,所以,这里选定 $2.0\text{GW}/\text{cm}^2$ 作为初始光的输入光强;由于在ICF中,宽带二倍频的输出为宽带三倍频的初始输入,所以要求宽带二倍频的转换效率 $\eta \approx 66.7\%$,这也是一个约束条件。非线性系数 $\bar{\chi} = 0.78\text{m}/\text{V}$,光束口径为 12cm ,基频和二次谐波的吸收系数分别为 4.3m^{-1} 和 0.9m^{-1} 。

3 计算结果

在上面给定的参数条件下,经过计算并优化,可以得出高功率大口径ICF宽带二倍频KDP晶体的长度为 $L = 1.569\text{cm}$,此时刚好满足宽带二倍频的转换效率为 66.7% ,输出带宽(FWHM)约为 $\Delta\lambda = 0.406\text{nm}$,频谱分布见图1,二次谐波效率和晶体长度的关系见图2,频率分量 $1.053\mu\text{m}$ 处的近场分布图见图3。

计算结果和窄带相对比,晶体的最佳长度变长了约 0.389cm ,这是因为在同样的初始输入光功率的条件下,能量分布在单频率光上与分布在宽带上有所不

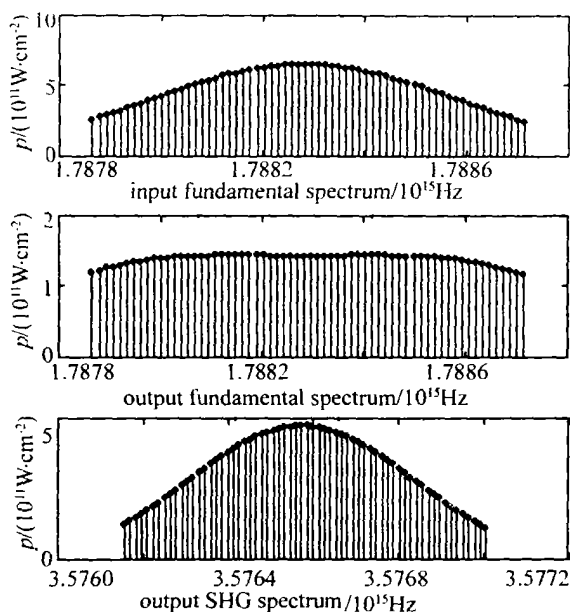


Fig. 1 Spectrum distribution of broadband SHG

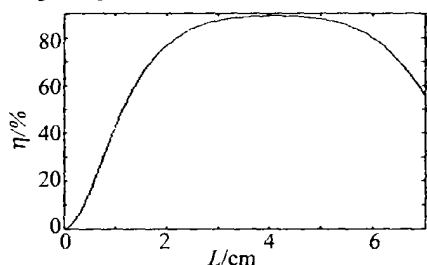


Fig. 2 Relationship between efficiency and crystal length

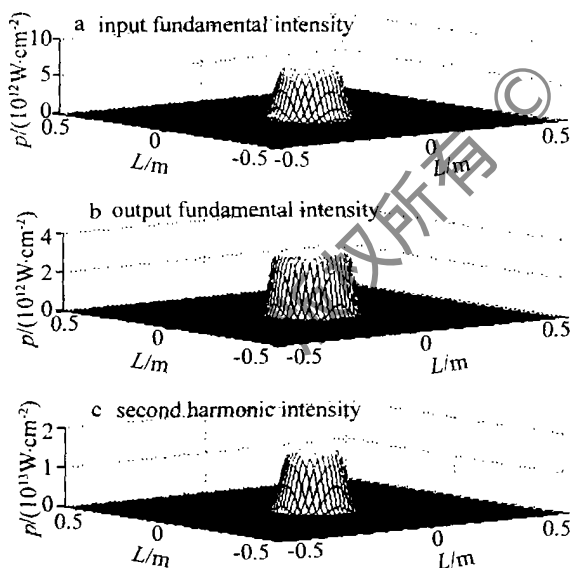


Fig. 3 Near field distribution at frequency center at wavelength 1.053 μm in SGH process

同,差别就是宽带的每个频率分量都被分配一份光能,但每个频率分量之间分配又不是均匀的,有些频率的光分配的能量较大,有些频率的光的能量较小,这些能量较小的频率分量的谐波转换可以近似看作是小信号转换。当晶体长度在一定范围内,且波矢失配很小时,小信号频率转换的转换效率随着晶体长度的增加而增

加,所以在宽带下要求晶体长度适当变长。

图2为晶体长度的取值从0cm~7.0cm时转换效率的分布图。从图中可以看出,由于存在晶体损耗,最大倍频效率小于90%,这时如果晶体长度继续增加,倍频效率将降低。满足倍频效率为66.7%的晶体长度有两处,选择较小的那一个,此时晶体长度 $L=1.569\text{cm}$ 。

对于二次谐波的频谱峰值半高宽(FWHM),由于某些基频分量的能量很小,转换效率便更小,所以带宽会变窄。基频光不同频率分量的和频(其中也包含少量倍频)趋势与其强度的关系非常大,因为在高强度条件下,当其它条件一定时,谐波的强度与基频光的强度的乘方成近似的正比关系,所以不同的频率成分之间成在着转换的竞争。强度对频率转换的效率的影响用小信号谐波转换的结论可以更直观地看出^[6]:

$$I_3 = \frac{512\pi^5 d^2 I_1 I_2}{n_1 n_2 n_3 \lambda_3^2 c} L^2 \text{sinc}^2(\Delta k L/2) \quad (9)$$

式中, d 是非线性系数, L 为晶体长度,可以看出, I_3 与 I_1, I_2 的乘积成正比的关系。正是由于这种竞争的存在使宽带倍频的带宽变小,在计算过程中,还利用这种竞争的关系简化了计算工作量。

从近场方面看,谐波近场半径也变小,但是由于采用大口径的KDP倍频晶体,这种影响可以忽略。

4 结 论

从计算可知,宽带二倍频的谱宽将变窄,由于谱分布是以中心频率呈中心对称分布,故二次谐波的谱向中心收缩。对于输入带宽(FWHM)为0.500nm的情况,计算得二次谐波的带宽(FWHM)为0.406nm。倍频效率为66.7%,二次谐波的频带压缩约为20%。另外还发现,这种频带收缩的大小与频谱分布函数有关。通过考虑频率之间的竞争关系,可以适当选取基频光的频谱分布,使这种竞争“平均化”而相对提高谐波的带宽。宽带二倍频的模型的建立和详细的计算分析将为宽带三倍频打下基础,进一步的工作正在进行之中。

参 考 文 献

- [1] EIMERL D, AUERBACH J M. Paraxial wave theory of second and third harmonic generation in uniaxial crystal: I narrowband pump fields [J]. J Mod Opt, 1995, 42: 1037 ~ 1067.
- [2] 秘国江, 蔡邦维, 杨春林 *et al.* 用于 ICF 驱动器高效三倍频方案的分析 [J]. 激光技术, 1996, 23(5): 304 ~ 308.
- [3] MILONNI P W. Frequency conversion modeling with spatially and temporally varying beams [J]. SPIE, 1997, 2633: 230 ~ 241.
- [4] QIN W H, CAI X J, WANG Zh J *et al.* Broad-band SHG of Q-switched Nd:glass laser [J]. J O S A, 1987, 4: 545 ~ 551.
- [5] 王 杰, 姚建铨, 于意仲 *et al.* 基于混频效应的宽带激光谐波转换 [J]. 物理学报 2001, 50(6): 1092 ~ 1095.
- [6] BOYD R W. Nonlinear optics [M]. U S A: Academic Press, 1992. 66.