

文章编号:1004-4213(2011)01-0019-5

# 透射共振对二次谐波产生的增强

赵静,赵丽明

(首都师范大学 物理系;理论物理中心,北京 100048)

**摘 要:**为了提高二次谐波产生转换效率,本文提出将一维周期光学超晶格两端贴上未被极化的厚度可以改变的非线性介质层,通过调整附加介质层的厚度来调制基频波的场,从而观察二次谐波产生转换效率的变化情况.结果表明:基频波场可以很大程度地调制二次谐波产生;随着能量的增加,二次谐波产生转换效率增加,随着能量的减小,二次谐波产生转换效率减小;当达到透射共振(透射率等于 1)时,转换效率最大,此时相对于传统样品(将光学超晶格置于无限大的非线性背景中),二次谐波产生转换效率最多可以提高到 1.5 倍左右;而相对于实际样品(将光学超晶格置于空气中),二次谐波产生转换效率最多可以提高到 3.3 倍.因此可以得到结论:透射共振对二次谐波产生有增强的作用,可以很大程度上提高其转换效率.

**关键词:**周期光学超晶格;二次谐波产生;透射共振;转换效率

**中图分类号:**O437

**文献标识码:**A

**doi:**10.3788/gzxb20114001.0019

## 0 引言

1962 年,Armstrong 在一篇关于非线性频率转换的论文<sup>[1]</sup>中指出,非线性频率转换效应的增强可以通过周期性改变晶体的自发极化符号达到,这样的晶体被称为光学超晶格.通过制备周期光学超晶格,实现准相位匹配(Quasi-Phase-Match, QPM),来达到高效的频率转换<sup>[1]</sup>.QPM 技术使那些在通常条件下无法实现相位匹配的晶体和通光波段得以实现频率转换,拓宽了应用范围,使宽波段激光输出成为可能.QPM 技术的发展是十分迅速的,1990 年理论上建立了多重准位相匹配理论<sup>[2]</sup>,1995 年发展了能够制备准周期光学超晶格的室温电场极化技术<sup>[3]</sup>,1997 年完成了实验验证,将两个光参量过程高效地继承于一块准周期超晶格之中,实现了两种波长激光同时输出;同年,在一块准周期超晶格结构的钽酸锂晶体上实现了三倍频<sup>[4]</sup>;此后,非周期结构的超晶格(Aperiodic Optical Superlattice, AOS)和无周期结构的超晶格(Nonperiodic Optical Superlattice, NOS)被提出<sup>[5]</sup>.2003 年实验上实现了超晶格中三基色的产生<sup>[6-8]</sup>;2005 年研制成超晶格三基色和白光全固态激光器原型<sup>[9]</sup>;此外,在光散射的准位相匹配增强效应<sup>[10-11]</sup>、高频超声激发、微波与超晶格振动耦合等方面也有所发展.

然而,理论上研究超晶格是在无限大的非线性背景中(传统样品),此时,基频波(Fundamental Wave, FW)为平面波的形式.而实际的测量是在空气中,为了减少基波在端面的反射,通常采用抛光技术,但即使是这样,二次谐波产生(Second Harmonic Generation, SHG)的转换效率仍然很低.

本文将超晶格结构作出调整,使其前后附加上厚度可调整的未被极化的同折射率介质层,以探讨可调制的基频场对 SHG 的影响,从而提高转换效率.结果表明,当基波场达到透射共振时,转换效率取得极大值,相对于传统样品,转换效率最多可以提高到 1.5 倍;而对于实际模型,增加非线性介质层厚度之后,转换效率最大可以提高 3.3 倍.

## 1 一维光学超晶格晶体中二次谐波增强效应的公式推导

超晶格的基本构成单元是由一对正负极化方向相反的铁电畴构成.假定超晶格由  $N$  个正负畴组成(即  $N$  层),且置于空气中.当波长为  $\lambda$  的光垂直入射样品时,在小信号近似下,基频波电场强度  $E_l^{(1)}$  和倍频波电场强度  $E_l^{(2)}$  满足如下耦合波方程<sup>[12]</sup>

$$\frac{d^2}{dx^2} E_l^{(1)}(x) + k_l^{(1)2} E_l^{(1)}(x) = 0 \quad (1)$$

$$\frac{d^2}{dx^2} E_l^{(2)}(x) + k_l^{(2)2} E_l^{(2)}(x) = -k_{20}^2 \chi_l(x) E_l^{(1)2}(x) \quad (2)$$

**基金项目:**北京市优秀人才项目(No. 20081D0501600193)、北京市教委项目(No. 09224010007)和北京市自然科学基金(No. 1102012)资助

**第一作者:**赵静(1987-),女,硕士研究生,主要研究方向为光子晶体理论. Email:moonzj19871007@126.com

**导 师:**赵丽明(1978-),女,博士,主要研究方向为非线性材料频率转换与光子晶体. Email:me\_zlm@sohu.com

**收稿日期:**2010-07-12; **修回日期:**2010-09-25

式中:  $k_{10} = \omega/c$ ,  $k_{20} = 2\omega/c$ ,  $k_l^{(1)} = n_l^{\omega} k_{10}$ ,  $k_l^{(2)} = n_l^{2\omega} k_{20}$ ,  $c$  是光速,  $k_l^{(1)}$ 、 $k_l^{(2)}$  ( $n_l^{\omega}$ 、 $n_l^{2\omega}$ ) 分别为第 1 层超晶格晶体中基频波和倍频波的波矢(折射率),  $\chi_l(x)$  为第 1 层超晶格晶体的非线性系数; 值得一提的是, 对于本文所研究的样品, 实际仅包括空气、非线性介质以及空气三层介质, 因此可以直接用  $n_{1\omega}$ 、 $n_{2\omega}$  描述非线性介质层中基频波和倍频波的折射率。

### 1.1 基频波的解

令基频波满足

$$E_l^{(1)}(x) = A_l^{(1)} \exp [ik_{lx}^{(1)}(x - x_{l-1})] + B_l^{(1)} \exp [-ik_{lx}^{(1)}(x - x_{l-1})] \quad (3)$$

式中:  $l=1, 2, 3$ , 且  $A_1^{(1)}$  ( $B_1^{(1)}$ ) 和  $A_3^{(1)}$  ( $B_3^{(1)}$ ) 分别为超晶格两侧空气中的基频波透射波(反射波)的振幅,  $A_2^{(1)}$  ( $B_2^{(1)}$ ) 为超晶格中基频波透射波(反射波)的振幅. 由边值关系可得

$$A_1^{(1)} = 1$$

$$A_2^{(1)} = \frac{2(n+1)}{(1+n_2)^2 - (n_2-1)^2 e^{i2k_2 d_2}}$$

$$A_3^{(1)} = \frac{4n_2 e^{ik_2 d_2}}{(1+n_2)^2 - (n_2-1)^2 e^{i2k_2 d_2}}$$

$$B_1^{(1)} = \frac{(n_2^2-1)(e^{i2k_2 d_2}-1)}{(1+n_2)^2 - (n_2-1)^2 e^{i2k_2 d_2}}$$

$$B_2^{(1)} = \frac{2(n_2-1)e^{i2k_2 d_2}}{(1+n_2)^2 - (n_2-1)^2 e^{i2k_2 d_2}}$$

$$B_3^{(1)} = 0$$

求出基频波的解之后, 一些相关的物理量便可得到. 例如, 由基频波的场分布, 可求出基频波的能量密度, 相应的基频波在非线性介质中的总能量便可得到, 基频波的反射率和透射率为

$$r = |B_1^{(1)}|^2 / |A_1^{(1)}|^2 \quad (4)$$

$$t = |A_{N+2}^{(1)}|^2 / |A_1^{(1)}|^2 \quad (5)$$

### 1.2 倍频波的解

令倍频波满足<sup>[13]</sup>

$$E_l^{(2)}(x) = A_l^{(2)} \exp [ik_{lx}^{(2)}(x - x_{l-1})] + B_l^{(2)} \exp [-ik_{lx}^{(2)}(x - x_{l-1})] + C_l^+ \exp [i2k_l^{(1)}(x - x_{l-1})] + C_l^- \exp [-i2k_l^{(1)}(x - x_{l-1})] - \frac{2k_{20}^2 \chi_l}{(k_l^{(2)})^2} A_l^{(1)} B_l^{(1)} \quad (6)$$

式中  $A_l^{(2)}$ 、 $B_l^{(2)}$  为第 1 层的倍频波中入射波和反射波的振幅, 且

$$C_l^+ = \frac{-k_{20} \chi_l A_l}{k_l - 4k_l}, C_l^- = \frac{-k_{20} \chi_l B_l}{k_l - 4k_l}$$

由边值关系且考虑到  $A_1^{(2)} = 0$ ,  $B_{N+2}^{(2)} = 0$

$$\begin{pmatrix} A_{l+1}^{(2)} \\ B_{l+1}^{(2)} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} t_{11}^{l+1} & t_{12}^{l+1} \\ t_{21}^{l+1} & t_{22}^{l+1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} A_l^{(2)} \\ B_l^{(2)} \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} f_{l+} \\ g_{l-} \end{pmatrix} \quad (7)$$

式中

$$t_{11}^{l+1} = \frac{n_{l+1}^{(2)} + n_l^{(2)}}{2n_{l+1}^{(2)}} e^{ik_{lx}^{(2)} d_l}, t_{12}^{l+1} = \frac{n_{l+1}^{(2)} - n_l^{(2)}}{2n_{l+1}^{(2)}} e^{-ik_{lx}^{(2)} d_l},$$

$$t_{21}^{l+1} = \frac{n_{l+1}^{(2)} - n_l^{(2)}}{2n_{l+1}^{(2)}} e^{ik_{lx}^{(2)} d_l}, t_{22}^{l+1} = \frac{n_l^{(2)} + n_{l+1}^{(2)}}{2n_{l+1}^{(2)}} e^{-ik_{lx}^{(2)} d_l}$$

且

$$f_{l+} = -\frac{k_l^{(2)} + 2k_l^{(1)}}{2k_l^{(2)}} C_l^+ - \frac{k_l^{(2)} - 2k_l^{(1)}}{2k_l^{(2)}} C_l^- + \frac{k_l^{(2)} + 2k_{l-1}^{(1)}}{2k_l^{(2)}} C_{l-1}^+ e^{i2k_{l-1}^{(1)} d_{l-1}} + \frac{k_l^{(2)} - 2k_{l-1}^{(1)}}{2k_l^{(2)}} C_{l-1}^- \cdot e^{-i2k_{l-1}^{(1)} d_{l-1}} + \frac{k_{20}^2 \chi_l}{k_l^{(2)}} A_l^{(1)} B_l^{(1)} - \frac{k_{20}^2 \chi_{l-1}}{k_{l-1}^{(2)}} A_{l-1}^{(1)} B_{l-1}^{(1)}$$

$$g_{l-} = -\frac{k_l^{(2)} - 2k_l^{(1)}}{2k_l^{(2)}} C_l^+ - \frac{k_l^{(2)} + 2k_l^{(1)}}{2k_l^{(2)}} C_l^- + \frac{k_l^{(2)} - 2k_{l-1}^{(1)}}{2k_l^{(2)}} C_{l-1}^+ e^{i2k_{l-1}^{(1)} d_{l-1}} + \frac{k_l^{(2)} + 2k_{l-1}^{(1)}}{2k_l^{(2)}} C_{l-1}^- \cdot e^{-i2k_{l-1}^{(1)} d_{l-1}} + \frac{k_{20}^2 \chi_l}{k_l^{(2)}} A_l^{(1)} B_l^{(1)} - \frac{k_{20}^2 \chi_{l-1}}{k_{l-1}^{(2)}} A_{l-1}^{(1)} B_{l-1}^{(1)}$$

最后, 二次谐波的转换效率为<sup>[13]</sup>

$$\eta_{\text{forth}} = (n_N^{(2)} |A_N^{(2)}(x_{N-1})|^2) / n_1^{(1)} |A_1^{(1)}|^2 \quad (8)$$

$$\eta_{\text{back}} = |B_1^{(2)}(x_1)|^2 / |A_1^{(1)}|^2 \quad (9)$$

## 2 一维光学超晶格中二次谐波增强效应的研究

首先研究置于空气中的超晶格中二次谐波的产生. 非线性材料由铌酸锂<sup>[14]</sup>  $\text{LiNbO}_3$  构成, 其非线性光学系数  $\chi = 4.7 \times 10^{-5} \mu\text{m}/\text{V}^{[13]}$ . 假定基频波波长  $\lambda = 1064 \text{ nm}$ , 相应的倍频波波长为  $532 \text{ nm}$ , 它们非线性介质铌酸锂  $\text{LiNbO}_3$  中的折射率<sup>[15]</sup> 分别为  $n^{(1)} = 2.155$ ,  $n^{(2)} = 2.232$ . 设置正负极化畴的厚度为  $d_c$ , 且选取  $d_c = \frac{\lambda}{4[n(2\omega) - n(\omega)]} = 3.410 \mu\text{m}$ , 该厚度为满足 QPM 时畴的厚度. 令超晶格的基本构造单元数为 30, 即由 60 个正负极化畴周期排列而成, 因此, 样品的总宽度为  $204.600 \mu\text{m}$ . 通过计算机编程模拟扫描样品, 计算了该样品下, SHG 转换效率, 得到向前转换效率  $\eta_{\text{forth}} = 5.486 \times 10^{-5}$ , 向后转换效率  $\eta_{\text{back}} = 3.252 \times 10^{-6}$ , 以及总转换效率为  $5.811 \times 10^{-5}$ . 该体系下, 基频波的反射率及透过率, 分别为  $r = 0.360$ ,  $t = 0.640$ . 对于传统样品(理论模型), 即超晶格的背景是无限大的同折射率的非线性介质, 其转换效率  $\eta = 1.273 \times 10^{-4}$ , 可以看到, 置于空气中的超晶格 SHG 转换效率仅为理论模型的 46%, 即这种情况下 SHG 转换效率大大降低了. 而且, 对于这两种样品, 其转换效率的比值并不单纯等于基频波的透射率.

为了研究基频场对 SHG 转换效率的影响, 本文将超晶格结构作了调整, 使其两侧分别附加厚度可调整的未被极化的  $\text{LiNbO}_3$  层, 假定入射端附加

为了研究基频场对 SHG 转换效率的影响, 本文将超晶格结构作了调整, 使其两侧分别附加厚度可调整的未被极化的  $\text{LiNbO}_3$  层, 假定入射端附加

LiNbO<sub>3</sub> 层的厚度用  $d_r$  表示,出射端用  $d_t$  表示. 首先假定  $d_t = 0$ ,即在入射端附加未极化的 LiNbO<sub>3</sub> 层. 图 1 描述了 SHG 转换效率、透射率、以及基频波在非线材料中的能量随  $d_r$  的变化情况. 为了清楚的表示相对于传统样品而言 SHG 转换效率的变化,给出的是相对转换效率,即所设计样品与传统样品中 SHG 转换效率的比值,计算公式为  $\eta_{\text{相对}} = \eta_{\text{实际}} / \eta_{\text{理论}}$ ,若不做特殊说明,本文给出的均为相对转换效率.

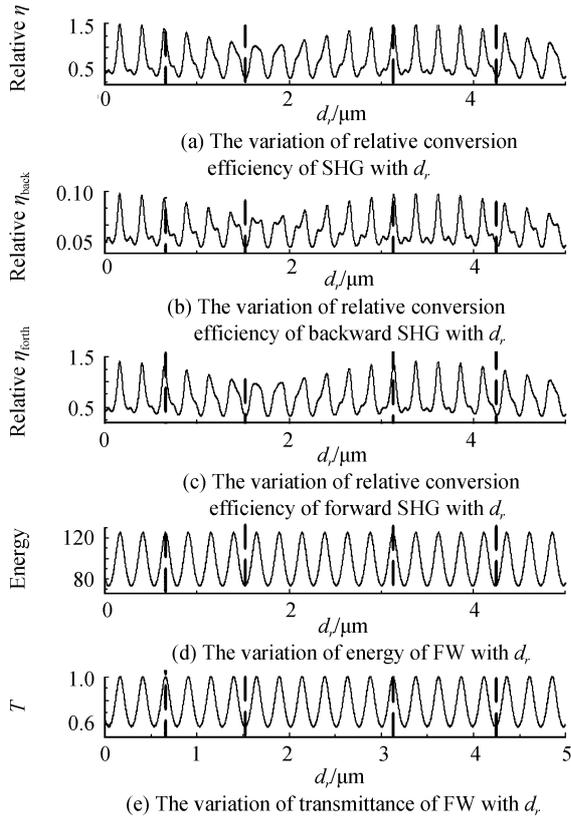


图 1 各个物理量随厚度  $d_r$  变化的曲线

Fig. 1 The variation of different parameters changing with  $d_r$

图 1(a)~(c) 分别反映总转换效率、向后、以及向前的 SHG 转换效率随厚度的变化曲线,图 1(d) 反映能量的曲线,图 1(e) 为透射率曲线. 结果表明,随  $d_r$  厚度的增加,各个物理量均为周期振荡,经测量振荡周期为  $0.246 \mu\text{m}$ ,并且,此值乘以基频波的折射率  $n^{(1)} = 2.155$  之后,结果近似等于半波长的光程  $0.532 \mu\text{m}$ . 通过辅助线可以发现,当能量或透射率取最大值(或最小值)的时候,向前和向后 SHG 转换效率也同时为最大值(或最小值). 这表明基频波能量变化同时影响向前以及向后的 SHG 转换效率. 能量越大,转换效率越高. 能量的最大值为  $125.063$ ,最小值为  $72.922$ (比值为  $0.583$ );透射率的最大值为  $1$ ,最小值为  $0.583$ ;最低与最高能量的比值正好等于最小与最大透过率的比值,这表明透过率和基频波在非线介质中的能量是息息相关

的. 由图 1(a)~(c) 可以发现,总转换效率变化范围为  $0.344$  到  $1.499$ ,相应的最高最低转换效率的比值为  $4.358$ ;向后转换效率变化范围  $0.018$  到  $0.096$ (比值为  $5.333$ );向前转换效率变化范围  $0.326$  到  $1.403$ (比值为  $4.304$ ). 这些结果表明,非线性介质层厚度的调制,大大影响转换效率的大小,调制范围大约  $5$  倍左右. 当厚度调整到一定值的时候,相对转换效率会大于  $1$ ,表明 SHG 转换效率可以超过传统样品的转换效率,而且在透射共振处,转换效率最多可以提高到理论模型的  $1.5$  倍左右,而相对于实际模型,转换效率最多可以提高到  $3.3$  倍左右.

图 2 描述了 SHG 转换效率、透射率以及基频波在非线材料中的能量随  $d_r$  的变化情况. 此时,假定  $d_r = 0$ ,即仅仅在出射口处附加未被极化的 LiNbO<sub>3</sub> 层. 图 2 反映的结果和图 1 很类似,不同地方在于:1)总转换效率变化范围为  $0.346$  到  $1.532$ ,相对应的最高最低转换效率比值为  $4.428$ ;向后转换效率变化范围为  $0.025$  到  $0.274$ (比值为  $10.960$ );向前转换效率变化范围为  $0.267$  到  $1.402$ (比值为  $5.251$ );2)虽然在透射共振的地方(透射率等于  $1$ ),转换效率正好均处于峰值,但转换效率的值不尽相同,尤其对于图 2(b),各个峰值处对应的转换效率值差别很大,最高的转换效率为  $0.274$ ,最低转换效率为  $0.097$ . 这表明,即使非线性介质中基

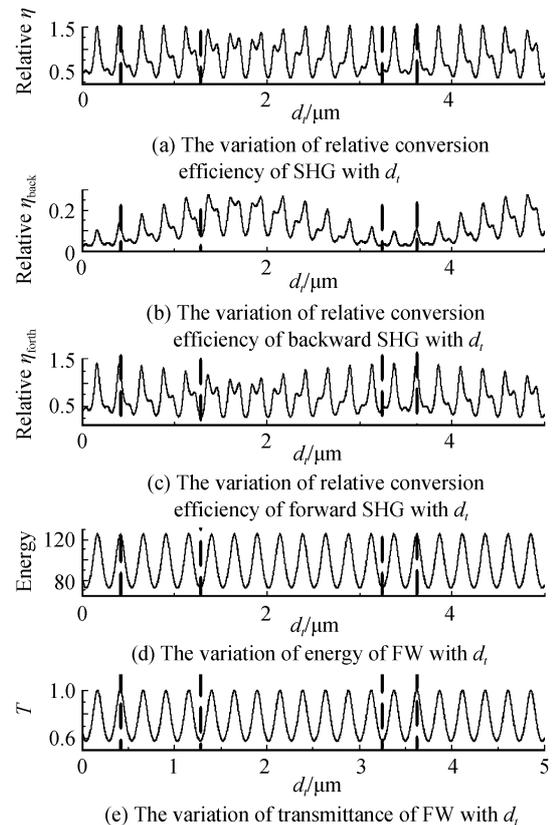


图 2 各个物理量随厚度  $d_r$  变化的曲线

Fig. 2 The variation of different parameters changing with  $d_r$

频波总能量相同,转换效率的差异仍然很大.

将 OPS 两侧均附加上厚度可调整的未被极化的  $\text{LiNbO}_3$  层,假定  $d_i$  变化范围为  $0 \sim 4.604 \mu\text{m}$  ( $4.604 \mu\text{m}$  为透射共振时对应的附加厚度),并且保持  $d_r + d_i = 4.604 \mu\text{m}$  不变.图 3 分别反映了总转换效率、向后转换效率、向前转换效率随  $d_i$  变化的曲线.与图 1 和图 2 相比,转换效率的振荡变得缓慢了,总转换效率比值变化范围为 1.032 到 1.237,即最高与最低转换效率比值为 1.199;向后转换效率比值变化范围 0.059 到 0.261(比值为 4.424);向前转换效率变化范围 0.871 到 1.079(比值为 1.239),且向前和向后转换效率不是同步调变化的.由于基频波与整个超晶格结构的厚度有关,厚度一定,透射率和能量的值就为固定值,且基频波的场分布完全确定.当改变入射口处非线性介质层厚度时,意味着对 SHG 有贡献的 OPS 中的基频波的相位会有所变化,也就是说,基频波相位的变化同样会影响 SHG 过程,对向后转换效率的调制范围比较大,而对向前转换效率调制要小.

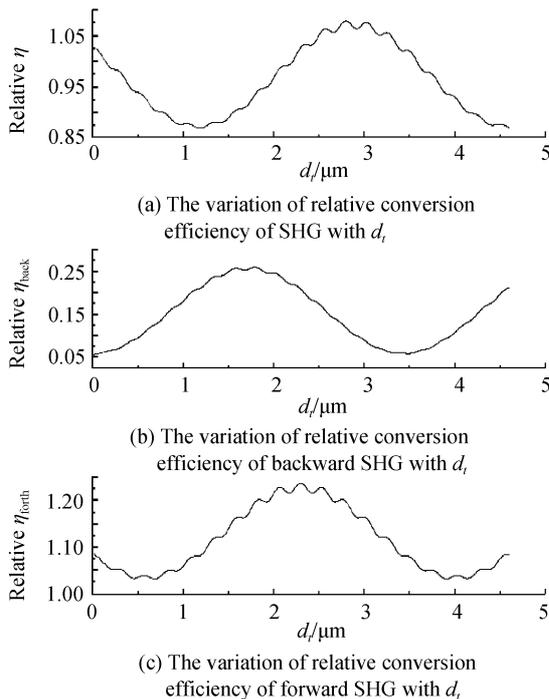


图 3 各物理量随厚度  $d_i$  变化曲线

Fig. 3 The variation of different parameters changing with  $d_i$

为了明确展示基频波总能量对转换效率的影响,本文给出了总转换效率随能量的变化关系,见图 4(a)图为入射口处附加非线性介质层的情况,图 4(b)为出射口处附加非线性介质层的情况.显然,随着能量的增大,转换效率增大,然而,基频波的能量与转换效率并非纯粹的单调递增的关系.同样的能量,转换效率不尽相同,它在一定范围内变化.当能量较高时,转换效率的变化范围较大.

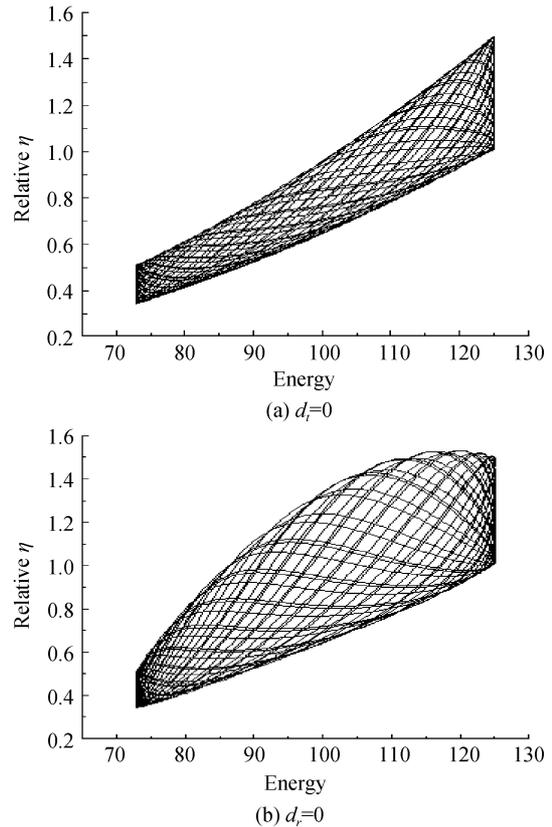


图 4 入射口处及出射口处附加非线性介质层时总转换效率随能量的变化曲线

Fig. 4 The variation of relative conversion efficiency of SHG with the energy of FW

### 3 结论

在传统样品的研究中,理论模型为将超晶格放置于无限大的非线性介质中,然而在实际情况下,往往将样品放置于空气中测量,通过计算,发现此时 SHG 转换效率明显低于传统样品.为了提高转换效率,本文将超晶格两侧加上非线性介质层,通过调制介质层厚度,调制基频波场.结果表明:1)随着光学超晶格中基频波能量的增加,转换效率增大.在透射共振处,转换效率具有极大值.2)基频波相位对转换效率有影响.当超晶格总厚度保持不变时,基频波场为定值,但是随着前后介质层厚度的变化,在对 SHG 有贡献的超晶格中,基频波的相位发生变化.由于厚度对转换效率的影响,间接证明基频波相位的变化会影响转换效率.结果表明,相位的变化对向后传播的 SHG 的影响比较大,而对向前 SHG 的影响比较小.

#### 参考文献

- [1] ARMSTRONG J A, BLOEMBERGEN N, DUCUING J, *et al.* Interactions between light waves in a nonlinear dielectric [J]. *Physical Review*, 1962, **127**(6): 1918-1939.
- [2] FENG J, ZHU Y Y, MING N B. Harmonic generations in an optical Fibonacci superlattice[J]. *Physical Review B*, 1990, **41**(9): 5578-5582.
- [3] GUO Hai-tao, WANG Yong-qian, ZOU Kuai-sheng, *et al.*

- Study on second-order optical nonlinearity of chalcogenide glasses in the  $\text{GeS}_2$  systems[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2008, **37**(1): 208-210.
- 郭海涛,王永前,邹快盛,等. 电场极化下锗基硫系玻璃的非线性性能研究[J]. 光子学报, 2008, **37**(1): 208-210.
- [4] WAN Yun-fang, HAN Ke-zhen, ZUO Chun-hua, *et al.* An efficient diode-pumped Nd: YAG/LBO triple-frequency UV laser[J]. *Acta Photonica Sinica*, 2007, **36**(12): 2182-2186.
- 万云芳,韩克祯,左春华,等. 高效三倍频全固态 Nd: YAG/LBO 紫外激光器[J]. 光子学报, 2007, **36**(12): 2182-2186.
- [5] CHEN X F, FAN F C, HUANG Y C *et al.* Multiple quasi - phase-matching in a nonperiodic domain-inverted optical superlattice[J]. *Physical Review A*, 2004, **69**(1): 013818-013821.
- [6] HE J L, LIAO J, LIU H, *et al.* Simultaneous cw red, yellow, and green light generation, "traffic signal lights," by frequency doubling and sum-frequency mixing in an aperiodically poled  $\text{LiTaO}_3$  [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **83**(2): 228-230.
- [7] LIAO J, HE J L, LIU H, *et al.* Simultaneous generation of red, green, and blue quasi-continuous-wave coherent radiation based on multiple quasi-phase-matched interactions from a single, aperiodically-poled  $\text{LiTaO}_3$  [J]. *Applied Physics Letters*, 2003, **82**(19): 3159-3161.
- [8] LI H X, FAN Y X, XU P, *et al.* 530-mW quasi-white-light generation using all-solid-state laser technique[J]. *Journal of Applied Physics*, 2004, **96**(12): 7756-7758.
- [9] GAO Z D, ZHU S N, TU S Y, *et al.* Monolithic red-green-blue laser light source based on cascaded wavelength conversion in periodically poled stoichiometric lithium tantalite [J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **89** (18): 181101-181103.
- [10] XU P, JI S H, ZHU S N, *et al.* Conical second harmonic generation in a two-dimensional  $\chi^{(2)}$  photonic crystal: a hexagonally poled  $\text{LiTaO}_3$  crystal [J]. *Physical Review Letters*, 2004, **93**(13): 133904-133907.
- [11] XU P, ZHU S N, YU X Q, *et al.* Experimental studies of enhanced Raman scattering from a hexagonally poled  $\text{LiTaO}_3$  crystal[J]. *Physical Review B*, 2005, **72** (6): 064307-064311.
- [12] SHEN Y R. The principles of nonlinear optics[M]. New York: Wisely, 1984.
- [13] ZHAO L M, GU B Y. Giant enhancement of second harmonic generation in multiple photonic quantum well structures made of nonlinear material[J]. *Applied Physics Letters*, 2006, **88**(12): 122904.
- [14] CHEN Y L, GUO J, LIU X J, *et al.* Continuous-wave quasi-phase-matched second harmonic generation at 490 nm in periodically poled  $\text{MgO} : \text{LiNbO}_3$  [J]. *Acta Photonica Sinica*, 2003, **33**(1): 29-31.
- 陈云琳,郭娟,刘晓娟,等. 准相位匹配周期极化掺镁铌酸锂 490 nm 倍频连续输出[J]. 光子学报, 2003, **33**(1): 29-31.
- [15] DMITRIEV V G, GURAZDYAN G G, NIKOGOSYAN D N. Handbook of nonlinear optical crystals [M]. 3rd ed. Berlin: Springer, 1997, **9**: 119-125.

## Enhancement of the Second Harmonic Generation Through Transmission Resonance

ZHAO Jing, ZHAO Li-ming

(Center of Theoretical Physics; Department of Physics, Capital Normal University, Beijing 100048, China)

**Abstract:** In order to increase the second harmonic generation conversion efficiency, the periodic optical superlattice was sandwiched with nonpoled and nonlinear media with finite and variable width, which can bring about the significant modulation for the fundamental wave with changing the thickness of the additional media. It is found that; the conversion efficiency increases or reduces when the energy of fundamental wave increases or reduces; it can be enhanced significantly when transmission resonance (the rate of transmission obtains 1) takes place; compared with the conventional sample (the optical superlattice embedded in infinite and nonlinear media), the second harmonic generation conversion efficiency is enhanced 1.5 times at most; for the practical sample (the optical superlattice embedded in air), it can be enhanced 3.3 times at most. So the second harmonic generation conversion efficiency can be enhanced apparently by the transmission resonance.

**Key words:** Periodic optical superlattice; Second harmonic generation; Transmission resonance; Conversion efficiency