

# Voigt 位型下电介质/反铁磁/电介质结构二次谐波生成非倒易性研究\*

周胜<sup>1)2)</sup> 王选章<sup>1)</sup> 付淑芳<sup>1)</sup> 励强华<sup>1)</sup> 曲秀荣<sup>1)</sup> 梁爽<sup>1)</sup> 张强<sup>1)†</sup>

1) (哈尔滨师范大学物理与电子工程学院光电带隙材料省部共建教育部重点实验室, 哈尔滨 150025)

2) (南京大学物理学院物理系, 南京 210093)

(2011 年 12 月 27 日收到; 2012 年 3 月 9 日收到修改稿)

利用非线性传递矩阵方法研究了 Voigt 位型下电介质/反铁磁/电介质结构二次谐波生成的非倒易性. 研究发现外加静磁场反向和电介质层排序翻转均对二次谐波输出产生影响, 出现了二次谐波生成的非倒易性. 二次谐波生成非倒易性频率区域在反铁磁共振区, 此区间正处于 THz 频段. 随着入射角度的增加, 非倒易性的效果越来越明显. 研究二次谐波生成的非倒易性, 可为反铁磁器件的设计加工提供理论支持.

**关键词:** 反铁磁层, 二次谐波, 非倒易性

**PACS:** 75.50.Ee, 42.70.Qs, 94.20.ws, 87.50.U-

## 1 引言

光传播的非倒易性及单向性一直是人们研究的重点问题, 在设计光学器件及研究体系对称性问题上有着重要的意义. 有外磁场存在时, 体系的时间反演对称性消失, 导致非倒易性的产生. 反铁磁材料是一种磁有序介质, 不具有时间反演对称性, 可产生非倒易性. Jensen 等<sup>[1]</sup> 在实验上发现了反铁磁体具有非倒易性. 其后, Dumelow 和 Camley<sup>[2]</sup> 理论研究了光在电介质/反铁磁双层结构传播时产生的非倒易性, 指出外加磁场的方向、反铁磁体是否存在吸收和反铁磁两侧的介质性质均会影响光在反铁磁体系内传播. 利用磁性材料的非倒易性人们进行了很多的研究并有许多实际的应用, 如磁光隔离器等<sup>[3-6]</sup>.

反铁磁磁化率是电磁波频率的函数<sup>[7,8]</sup>, 在共振频率附近, 磁化的数值变得很大, 会出现许多不

同于非磁介质的光学性质. 典型反铁磁体的共振频率在太赫兹波段. 太赫兹 (THz) 波具有很多优异的性质<sup>[9,10]</sup>, 在很多领域有着广泛的应用前景. 太赫兹波研究主要集中于 THz 的产生, 探测及应用等方面, 其中 THz 波器件研发是人们研究的重点, 寻找适合加工元器件的材料及设计 THz 波器件具有重要的理论和实践意义.

随着入射电磁波场强的增加, 反铁磁磁化与外磁场的关系由线性变为非线性, 在光学性质上体现为各种非线性光学现象的产生. 由于光在反铁磁体传播具有非倒易性、旋光性等性质<sup>[11]</sup>, 反铁磁材料中可能出现传统非线性光学中没有的现象. 二次谐波生成是光学非线性效应中基本效应之一. 研究体系的二次谐波效应可以反映体系最基本的非线性性质. Fiebig 等<sup>[12]</sup> 首先在实验上观测到了反铁磁体  $\text{Cr}_2\text{O}_3$  的二次谐波生成, 其后 Lim<sup>[13,14]</sup>, Zhou 和 Wang 等<sup>[15,16]</sup> 分别从理论上研究了反铁磁体系二次谐波生成的特点及如何设计体系结构来增强

\* 国家自然科学基金 (批准号: 11074061, 11104050)、黑龙江省自然科学基金 (批准号: A200910)、黑龙江省教育厅青年学术骨干项目 (批准号: 1251G030)、哈尔滨师范大学省级预研项目 (批准号: 09XYS-01)、哈尔滨市青年科技创新人才项目 (批准号: RC2011QN001011)、哈尔滨师范大学博士科研启动基金 (批准号: KJB201113) 和黑龙江教育厅科技项目 (批准号: 12521154) 资助的课题.

† E-mail: qiangzhang800818@126.com

二次谐波的输出. Nyvlt 等<sup>[17]</sup> 和 Ney 等<sup>[18]</sup> 分别对反铁磁体表面二次谐波生成特点进行了实验研究. 但以上研究中对二次谐波生成的非倒易性未涉及或涉及不多. 本文以电介质/反铁磁/电介质 (DAD) 结构为例, 研究二次谐波生成的非倒易性, 为反铁磁器件的设计加工提供理论支持.

## 2 理论模型

反铁磁层夹在两种电介质层中间构成 DAD 结构. Voigt 位型是研究反铁磁体系常用的位形, 特点为反铁磁子格饱和磁化平行于反铁磁层表面, 外加

恒定磁场沿着子格磁化的方向, 设此方向为  $z$  轴,  $x$  轴平行于表面. 电磁波平行  $x$ - $y$  平面入射 (见图 1). 反铁磁层厚度为  $d_a$ , 介电常数为  $\epsilon_a$ ; 电介质层厚度分别为  $d_{1,2}$ , 介电常数为  $\epsilon_{1,2}$ . 设入射电磁波频率为  $\omega$  称为泵浦波, 在反铁磁层内激发二阶非线性磁化, 生成频率为  $2\omega$  的二次谐波.

为了研究体系的二次谐波非倒易性, 本文中对入射电磁波和二次谐波表示方法定义如下:  $I, R$  和  $T$  分别表示泵浦波入射、反射和透射波; 角标  $s$  标记与二次谐波相关的电磁波,  $R_s$  和  $T_s$  分别表示入射介质和透射介质输出的二次谐波; 电磁波波矢与法线夹角分别对应入射角和透射角.

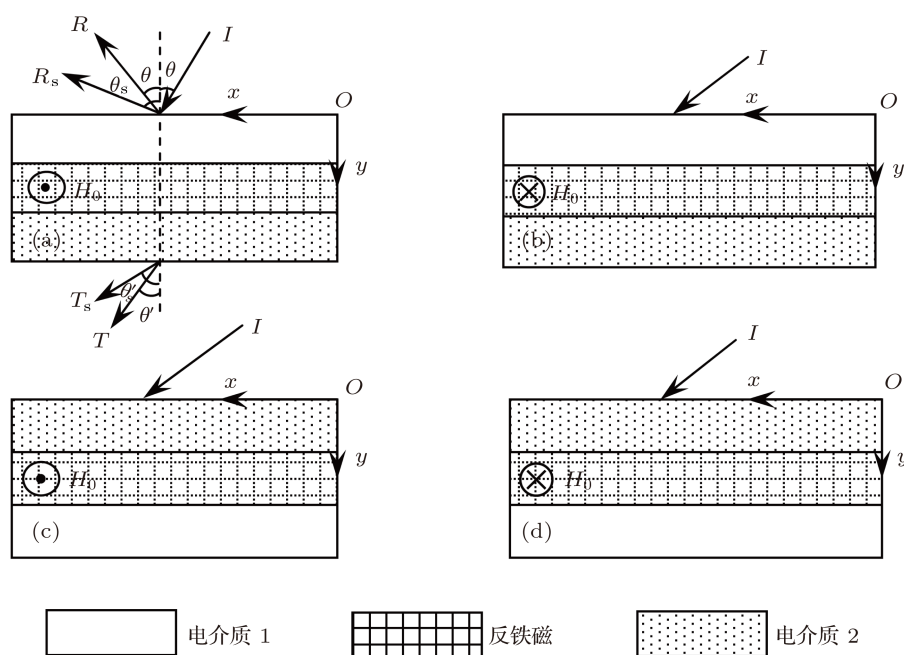


图 1 Voigt 位型下反铁磁三明治位型图 (a) 位型 I, DAD 结构, 磁场垂直纸面向外; (b) 位型 II, 对应位型 I 中的磁场反向; (c) 位型 III, 对应位型 I 中反铁磁层两侧电介质层互换; (d) 位型 IV, 对应位型 I 磁场反向, 同时电介质层互换

图 1 给出了研究 DAD 结构二次谐波生成非倒易性对应的几种位型. 其中位型 II 为一般研究反铁磁体系非倒易性时应用的位型. 为了研究二次谐波生成的非倒易性与结构间的关系, 我们设计了另两种结构, 即位型 III 和位型 IV. 位型 III 对应入射泵浦波及外磁场不变, 电介质层互换; 位型 IV 对应外磁场反向, 同时电介质层互换. 值得注意的是, 位型 III 和位型 IV 相当于将位型 I 和位型 III 中反铁磁上下介质对调, 通过这两组位型的二次谐波生成特点可以研究反铁磁周围介质对反铁磁非线性的影响.

反铁磁体光学性质来源于反铁磁磁化与电

磁波磁场耦合. 仿照非线性光学中电极化率的表示, 反铁磁线性磁化<sup>[6]</sup> 可表示为  $\mathbf{m}_i^{(1)}(\omega) = \sum_j \chi_{ij}^{(1)}(\omega) \mathbf{H}_j(\omega)$ , 其中非零的量为

$$\begin{aligned} \chi_{xx}^{(1)}(\omega) &= \chi_{yy}^{(1)}(\omega) \\ &= 2A\omega_m \omega'_a (\omega_r'^2 - \omega_0^2 - \omega^2), \end{aligned} \quad (1a)$$

$$\chi_{xy}^{(1)}(\omega) = -\chi_{yx}^{(1)}(\omega) = -4iA\omega_m \omega'_a \omega_0 \omega, \quad (1b)$$

这里  $\omega_r' = [\omega'_a(2\omega_e + \omega'_a)]^{1/2}$ ,  $\omega'_a = \omega_a - i\tau\omega$ ,  $\omega_a = \gamma \mathbf{H}_a$ ,  $\omega_0 = \gamma \mathbf{H}_0$ ,  $\omega_m = 4\pi\gamma M_0$  和  $\mathbf{A} = 1/[\omega_r'^2 - (\omega + \omega_0)^2][\omega_r'^2 - (\omega - \omega_0)^2]$ .  $\mathbf{H}_a$  是各向

异性场,  $\mathbf{H}_e$  为交换场,  $\mathbf{H}_0$  是外加静磁场,  $\mathbf{M}_0$  是子格磁化.  $\omega_r$  是零外场时反铁磁共振频率,  $\gamma$  为旋磁比. 反铁磁线性磁化率可表示为

$$\mu = 1 + \chi = \begin{pmatrix} 1 + \chi_{xx}^{(1)} & \chi_{xy}^{(1)} & 0 \\ -\chi_{xy}^{(1)} & 1 + \chi_{yy}^{(1)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \mu_1 & i\mu_2 & 0 \\ -i\mu_2 & \mu_1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \quad (2)$$

同理可得反铁磁二阶倍频磁化率  $\chi_{zxx}^{(2)}(2\omega)$ , 表达式为

$$\chi_{zxx}^{(2)}(2\omega) = 2A\omega_m^2\omega'_a\omega_0/\mathbf{M}_0. \quad (3)$$

无外加静磁场时  $\mathbf{H}_0 = 0$ , 即  $\omega_0 = 0$ , 线性磁化率非对角张量元为零, 二阶倍频磁化率为零, 不产生二次谐波输出. 加外加静磁场后, 线性磁化率出现对角元, 电磁波在反铁磁体内传播时产生非倒易性; 二阶倍频磁化 (3) 不为零, 可以生成二次谐波. 根据公式 (1) 和 (3), 二阶倍频磁化率存在两个共振频率, 与线性磁化率共振频率相同.

下面研究 DAD 结构二次谐波生成特点及非倒易性. 根据文献 [15] 可知, Voigt 位型下, 只有 TE 波可激发二次谐波, 生成二次谐波为 TM 波. 设泵浦波在各层介质中波解形式如下

$$E_z = \exp(ik_x x - i\omega t) \times \begin{cases} I \exp(ik_t y) + R \exp(-ik_t y), & \text{(上层空间)} \\ A_j \exp(ik_j y) + B_j \exp(-ik_j y), & \text{(第 } j \text{ 层)} \\ T \exp(ik_b y), & \text{(下层空间)} \end{cases} \quad (4)$$

波解中角标  $j = 1, 2, a$  分别对应电介质 1, 2 层和反铁磁层,  $y$  的取值限制在对应的介质内部;  $A$  和  $B$  分别表示向下和向上传播波的振幅;  $R$  和  $T$  分别表示入射波的反射和透射振幅;  $\omega$  为泵浦波的频率,  $k_j$  表示对应介质内  $y$  方向的传播常数,  $k_x$  表示  $x$  方向的传播常数, 对应的色散关系为  $k_{t,b} = [(\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$ ,  $k_1 = [\varepsilon_1(\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$ ,  $k_2 = [\varepsilon_2(\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$  和  $k_a = [\varepsilon_a\mu_\nu(\omega/c)^2 - k_x^2]^{1/2}$ , 其中  $k_x = (\omega/c) \sin \theta$ .

利用边界条件和传递矩阵可得泵浦波透反射振幅间的关系, 并得到泵浦波在反铁磁内部的强度.

入射介质到透射介质间的传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} I \\ R \end{pmatrix} = T_{t1}T_{1a}T_{a2}T_{2b} \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix} = \Pi \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (5)$$

其中

$$T_{t1} = \frac{1}{2k_t} \begin{pmatrix} k_t + k_1 & k_t - k_1 \\ k_t - k_1 & k_t + k_1 \end{pmatrix},$$

$$T_{1a} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \delta_1^+) \Delta_1^{-1} & (1 - \delta_1^-) \Delta_1^{-1} \\ (1 - \delta_1^+) \Delta_1 & (1 + \delta_1^-) \Delta_1 \end{pmatrix},$$

$$T_{a2} = \frac{\mu_\nu k_2}{2k_a} \begin{pmatrix} (1 + \delta_2^-) \Delta_a^{-1} & (\delta_2^- - 1) \Delta_a^{-1} \\ (\delta_2^+ - 1) \Delta_a & (\delta_2^+ + 1) \Delta_a \end{pmatrix},$$

$$T_{2b} = \frac{1}{2k_2} \begin{pmatrix} (k_2 + \varepsilon_2 k_b) \Delta_2^{-1} & -(k_2 - \varepsilon_2 k_b) \Delta_2^{-1} \\ (k_2 - \varepsilon_2 k_b) \Delta_2 & -(k_2 + \varepsilon_2 k_b) \Delta_2 \end{pmatrix},$$

这里  $\delta_j^\pm = \frac{k_a \pm k_x \mu_{xy} / \mu_{xx}}{\mu_\nu k_j}$ ,  $\mu_\nu = (\mu_1^2 - \mu_2^2) / \mu_1$ ,  $\Delta_j = \exp(ik_j d_j)$ ,  $j = 1, 2, a$ .

根据 (5) 式可以得到反铁磁层内的磁场振幅为

$$\begin{pmatrix} A_a \\ B_a \end{pmatrix} = T_{a2}T_{2b} \begin{pmatrix} T \\ 0 \end{pmatrix}. \quad (6)$$

二次谐波是 TM 波, 设其在各层介质中的波解形式如下

$$H_{sz} = \exp(ik_{sx} x - 2i\omega t) \times \begin{cases} R_s \exp(-ik_{s0} y), & \text{(上部空间)} \\ A_{sj} \exp(ik_{sj} y) + B_{sj} \exp(-ik_{sj} y), & \text{(第 } j \text{ 层)} \\ T_s \exp(ik_{s0} y), & \text{(上部空间)} \end{cases} \quad (7)$$

反铁磁层内磁场为

$$\mathbf{H}_s(2\omega) = \mathbf{e}_z \{ [A_{sa} \exp(ik_{sa} y) + B_{sa} \exp(-ik_{sa} y)] \exp(ik_{sx} x) + [N_1 \exp(2ik_a y) + N_2 \exp(-2ik_a y) + N_3] \exp(2ik_x x) \} \exp(-2i\omega t), \quad (8)$$

其中非线性系数为

$$N_1 = \frac{\varepsilon_0 \chi_{zxx}^{(2)}(2\omega) A_a^2}{\mu_0 (\mu_\nu - 1) (\omega \mu_\nu / c)^2} [k_a^2 (1 + \delta)^2 + k_x^2 (1 - \delta')^2],$$

$$N_2 = \frac{\varepsilon_0 \chi_{zzx}^{(2)}(2\omega) B_a^2}{\mu_0(\mu_\nu - 1)(\omega\mu_\nu/c)^2} [k_a^2(1 - \delta)^2 + k_x^2(1 + \delta')^2],$$

$$N_3 = \frac{8\varepsilon_0 \varepsilon_a \chi_{zzx}^{(2)}(2\omega) A_a B_a}{\mu_0 k_{sa}^2 \mu_\nu^2} [k_a^2(1 + \delta)(1 - \delta) + k_x^2(\delta' - 1)(1 + \delta')],$$

这里  $\delta = ik_x \mu_2 / \mu_1 k_y$ ,  $\delta' = i\mu_2 k_y / k_x \mu_1$ .

根据非线性光学, 二次谐波和泵浦波相位匹配时二次谐波的生成效率较高, 波矢满足的关系为  $k_{sx} = 2k_x$ . 可得到二次谐波波矢的  $y$  分量

为  $k_{s0} = 2k_0 = [(2\omega/c)^2 - k_{sx}^2]^{1/2}$  和  $k_{sj} = 2k_j = [\varepsilon_j(2\omega/c)^2 - k_{sx}^2]^{1/2}$ .

利用电磁场边界条件可得到三明治结构二次谐波传递矩阵为

$$\begin{pmatrix} 0 \\ R_s \end{pmatrix} = M_{t1} \left[ M_{1a} \left( M_{a2} M_{2b} \begin{pmatrix} T_s \\ T_s \end{pmatrix} + \Gamma_2 \right) + \Gamma_1 \right]$$

$$= \Theta \begin{pmatrix} T_s \\ T_s \end{pmatrix} + \Xi, \quad (9)$$

其中

$$M_{t1} = \frac{1}{2k_{st}\varepsilon_1} \begin{pmatrix} k_{st}\varepsilon_1 + k_{s1} & k_{st}\varepsilon_1 - k_{s1} \\ k_{st}\varepsilon_1 - k_{s1} & k_{st}\varepsilon_1 + k_{s1} \end{pmatrix},$$

$$M_{1a} = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} (1 + \Delta_{1a}) \exp(-ik_{s1}d_1) & (1 - \Delta_{1a}) \exp(-ik_{s1}d_1) \\ (1 - \Delta_{1a}) \exp(ik_{s1}d_1) & (1 + \Delta_{1a}) \exp(ik_{s1}d_1) \end{pmatrix}$$

$$\Gamma_1 = \frac{1}{2} \begin{pmatrix} [(1 + \Delta'_{1a})N_1 + (1 - \Delta'_{1a})N_2 + N_3] \exp(-ik_{s1}d_1) \\ [(1 - \Delta'_{1a})N_1 + (1 + \Delta'_{1a})N_2 + N_3] \exp(ik_{s1}d_1) \end{pmatrix},$$

$$M_{a2} = \frac{1}{2\Delta_{2a}} \begin{pmatrix} (\Delta_{2a} + 1) \exp(-ik_{sa}d_a) & (\Delta_{2a} - 1) \exp(-ik_{sa}d_a) \\ (\Delta_{2a} - 1) \exp(ik_{sa}d_a) & (\Delta_{2a} + 1) \exp(ik_{sa}d_a) \end{pmatrix},$$

$$\Gamma_2 = \frac{-1}{2k_{sa}} \begin{pmatrix} [(k_{sa} + 2k_a)N_1 \exp(2ik_a d_a) + (k_{sa} - 2k_a)N_2 \exp(-2ik_a d_a) + N_3] \exp(-ik_{sa}d_a) \\ [(k_{sa} - 2k_a)N_1 \exp(2ik_a d_a) + (k_{sa} + 2k_a)N_2 \exp(-2ik_a d_a) + N_3] \exp(ik_{sa}d_a) \end{pmatrix},$$

$$M_{2b} = \frac{1}{2k_{s2}} \begin{pmatrix} (k_{sa} + \varepsilon_2 k_{sb}) \exp(-ik_{s2}d_2) & -(k_{s2} - \varepsilon_2 k_{sb}) \exp(-ik_{s2}d_2) \\ (k_{s2} - \varepsilon_2 k_{sb}) \exp(ik_{s2}d_2) & -(k_{s2} + \varepsilon_2 k_{sb}) \exp(ik_{s2}d_2) \end{pmatrix},$$

$$\Delta_{ja} = \frac{\varepsilon_j k_{sa}}{\varepsilon_a k_{sj}}, \quad \Delta'_{ja} = \frac{2\varepsilon_j k_a}{\varepsilon_a k_{sj}}.$$

根据 (9) 式可以得到

$$R_s = \frac{(\Theta_{21} + \Theta_{22})\Xi_2}{\Theta_{11} + \Theta_{12}} + \Xi_1, \quad (10a)$$

$$T_s = \frac{\Xi_1}{\Theta_{11} + \Theta_{12}}. \quad (10b)$$

从  $N_1$ ,  $N_2$  和  $N_3$  的表达式中看出二次谐波振幅  $R_s$  和  $T_s$  与入射波振幅的平方  $E_0^2$  成正比, 根据电磁场能流密度的定义,  $S_I = (\varepsilon_0 \varepsilon_1 / \mu_0)^{1/2} |E_0|^2 / 2$  为入射能流密度, 二次谐波反射和透射输出密度可分别表示成  $S_R = (\mu_0 / \varepsilon_0 \varepsilon_1)^{1/2} |R_s|^2 / 2$  和  $S_T = (\mu_0 / \varepsilon_0 \varepsilon_2)^{1/2} |T_s|^2 / 2$ . 输出能流密度和输入能流密

度的平方成正比, 或者说成转换效率  $\alpha = S_{R,T} / S_I$  和输入能流密度成正比. 为了直观的体现非倒易性的强弱以及二次谐波输出的相对强度, 引入物理量  $\eta$ , 定义为

$$\eta_i = \frac{S_i - S_j}{S_i + S_j}. \quad (10)$$

其中  $i = \text{R II}, \text{R III}, \text{R IV}, \text{T II}, \text{T III}, \text{T IV}$ , 分别对应位型 II, III, IV 的反射和透射,  $j = \text{R I}, \text{T I}$  对应位型 I 的反射和透射. 根据  $\eta$  的定义可知,  $\eta_i > 0$  表示位型  $i$  的二次谐波输出能流高于位型 I 输出能流, 反之亦然. 当  $\eta_i \approx 1$  表示此时位型 I 二次

谐波输出很小接近为 0, 或远小于对应位型  $i$  的二次谐波输出. 由于二次谐波生成效率不是很强, 所以  $\eta_i \approx 1$  为位型 I 二次谐波输出近似为零的情况, 而  $\eta_i \approx -1$  为位型  $i$  二次谐波输出近似为零的情况.

### 3 数值模拟与讨论

数值模拟中反铁磁介质为  $\text{MnF}_2$ , 相关物理参数如下<sup>[19]</sup>: 交换场  $H_e = 550 \text{ kG}$ , 各向异性场  $H_a = 7.87 \text{ kG}$ , 子格饱和磁化  $M_0 = 0.6 \text{ kG}$ , 旋磁比  $\gamma = 1.97 \times 10^{10} \text{ rads}^{-1} \cdot \text{kG}^{-1}$ , 相对介电系数  $\epsilon_a = 5.5$ . 当外加静磁场  $H_0 = 1.0 \text{ kG}$  时, 反铁磁体有两个共振频率  $\omega_1/2\pi c = 9.654 \text{ cm}^{-1}$  和  $\omega_2/2\pi c = 9.863 \text{ cm}^{-1}$ , 反铁磁体阻尼系数为  $\tau = 0.001$ . 由反铁磁磁化率 (1) 可知, 无外磁场、不计阻尼时, 反铁磁共振频率为  $\omega_r = 9.7588 \text{ cm}^{-1}$ , 即  $0.29 \text{ THz}$ . 为增强泵浦波在反铁磁层内的强度, 电介质层厚为电介质中频率为  $\omega_r$  波波长的  $1/4$  倍, 即为  $\omega_r$  波的增透膜. 为了方便计算,

反铁磁层和电介质层光学厚度相同. 反铁磁层厚为  $d_a = 108.1 \mu\text{m}$ , 电介质 1 为  $\text{SiO}_2$ , 介电常数为 2.3, 厚度为  $167.1 \mu\text{m}$ ; 电介质 2 为  $\text{ZnF}_2$ , 介电常数为 8.0, 厚度为  $89.6 \mu\text{m}$ ; 入射泵浦波的强度为  $1 \text{ kW/cm}^2$ <sup>[16]</sup>.

首先研究入射泵浦波频率和角度变化对二次谐波生成非倒易性的影响. 图 2(a) 和图 3(a) 给出了位型 I 二次谐波输出  $S_R$  和  $S_T$  随入射频率与角度的变化趋势. 图 2(b)—(d) 和图 3(b)—(d) 给出其他位型  $\eta$  随泵浦波频率和角度的变化趋势.

二次谐波生成与泵浦波的入射频率和角度密切相关, 如图 2(a) 和图 3(a) 所示. 位型 I 对应介质层介电常数逐渐增加的情况.  $S_R$  在反铁磁共振频率附近有两个输出较强的频率区域, 在高共振频率  $\omega_2$  附近输出较强, 如图 2(a); 而  $S_T$  在反铁磁共振频率附近只存在一个输出较强的峰, 如图 3(a). 随着泵浦波频率偏离共振频率, 二次谐波生成效率降低. 垂直入射时, 二次谐波生成效率最高, 随着入射角的增加, 二次谐波输出能流减弱.

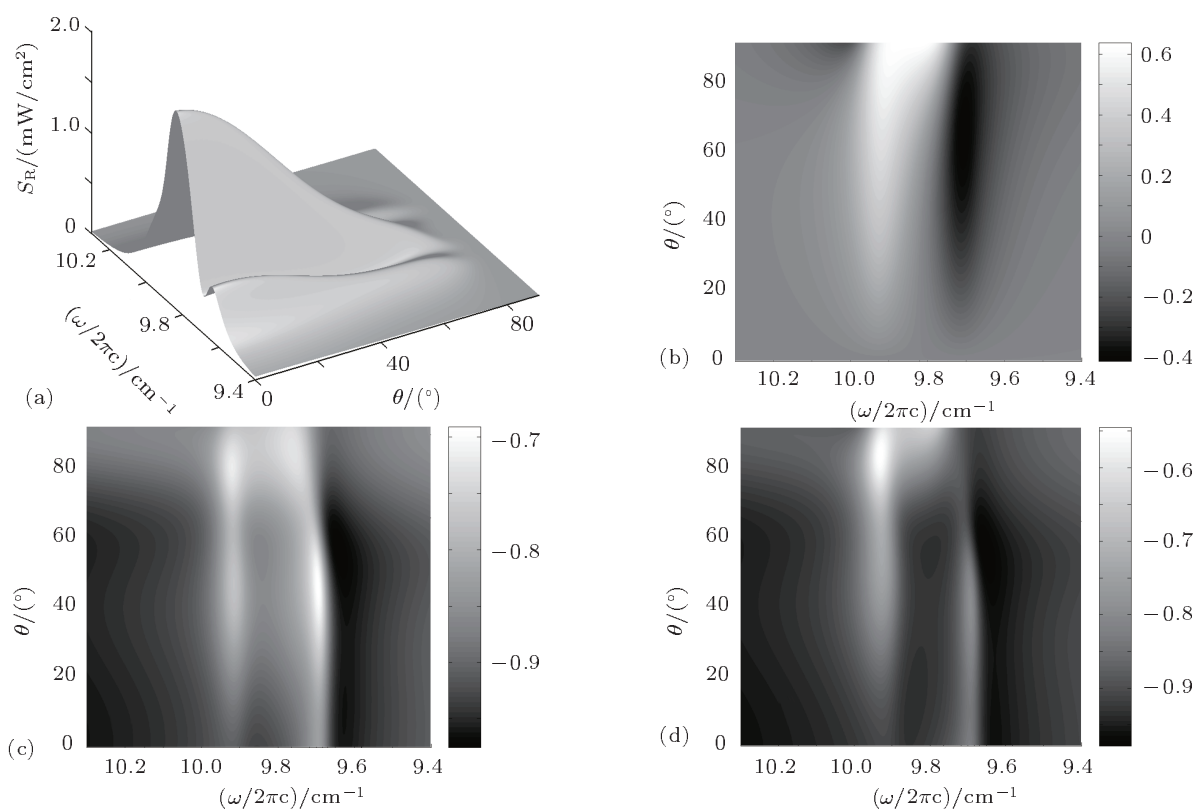


图 2 位型 I—IV 中  $S_R$  非倒易性随泵浦波频率和角度变化趋势 (a) 位型 I 中  $S_R$  随泵浦波频率和角度变化; (b)  $\eta_{RII}$  随泵浦波频率和角度的变化; (c)  $\eta_{RIII}$  随泵浦波频率和角度的变化; (d)  $\eta_{RIV}$  随泵浦波频率和角度的变化

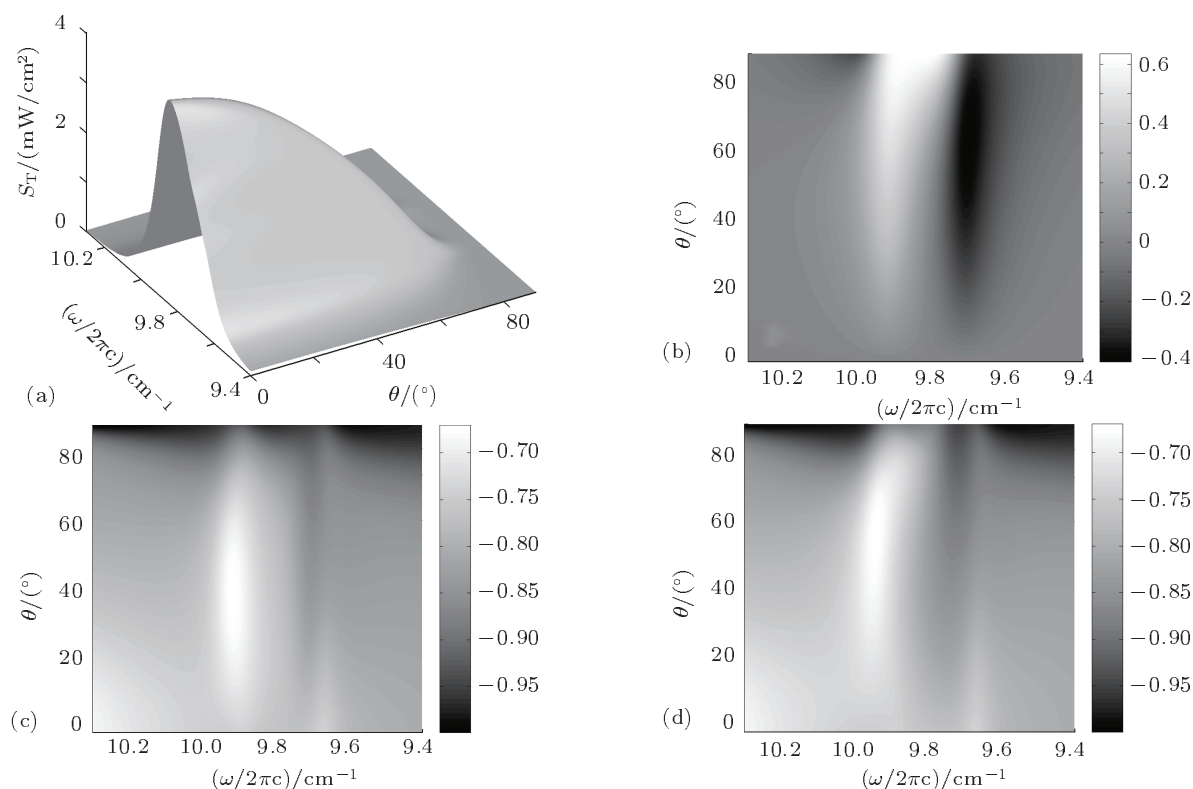


图3 位型 I — IV 中  $S_T$  非倒易性随泵浦波频率和角度变化趋势 (a) 位型 I 中  $S_T$  随泵浦波频率和角度变化; (b)  $\eta_{TII}$  随泵浦波频率和角度的变化; (c)  $\eta_{TIII}$  随泵浦波频率和角度的变化; (d)  $\eta_{RIV}$  随泵浦波频率和角度的变化

外磁场的方向决定了体系的对称性, 图 2(b) 和图 3(b) 给出了位型 II 中  $\eta_{RII}$  和  $\eta_{TII}$  随泵浦波频率和角度的变化趋势.  $\eta_{RII}$  和  $\eta_{TII}$  趋势类似, 在反铁磁共振频率附近非倒易性很明显; 远离共振频率区域, 二次谐波输出强度基本没有变化. 在高共振频率  $\omega_2$  附近,  $\eta_{RII}$  和  $\eta_{TII}$  为正值, 表示位型 II 的  $S_{R(T)}$  要高于位型 I 的  $S_{R(T)}$ , 在低共振频率  $\omega_1$  附近,  $\eta_{RII}$  和  $\eta_{TII}$  为负值, 表示位型 II 的  $S_{R(T)}$  要低于位型 I 的  $S_{R(T)}$ . 随着入射角度的增加这种趋势愈加明显. 垂直入射时两种位型等价, 即  $\eta_{RII} = \eta_{TII} = 0$ .

图 2(c), (d) 和图 3(c), (d) 给出了位型 III 和位型 IV 二次谐波输出的非倒易性. 由于  $\eta_{RII(TIII)}$  和  $\eta_{RIV(TIV)}$  均为负值, 表示这两种位型二次谐波输出均小于位型 I. 反铁磁共振频率附近, 二次谐波输出的非倒易性比较明显, 但随角度增加变化不明显, 只有大角度才有明显的变化. 当泵浦波的频率远离共振频率时  $\eta_{RII} \approx -1$ , 即位型 III 二次谐波输出  $S_R \approx 0$ .

位型 III 相当于位型 I 反铁磁层上下的介质互换. 电磁波由光疏介质进入光密介质时, 反射波会

存在半波损失. 位型 I 为介电常数逐渐增加的结构, 在两个界面均有半波损失, 而位型 III 为介电常数逐渐降低的结构, 没有半波损失. 虽然位型 I 和位型 III 中反铁磁层外加磁场相同, 但电介质层顺序不同可导致反铁磁层内场强不同, 进而导致二次谐波输出强度改变, 出现非倒易性. 图 4 给出了泵浦波垂直入射, 泵浦波频率为  $\omega_r$  时, 位型 I 和位型 III 中泵浦波在 DAD 结构强度分布. 泵浦波在反铁磁层内

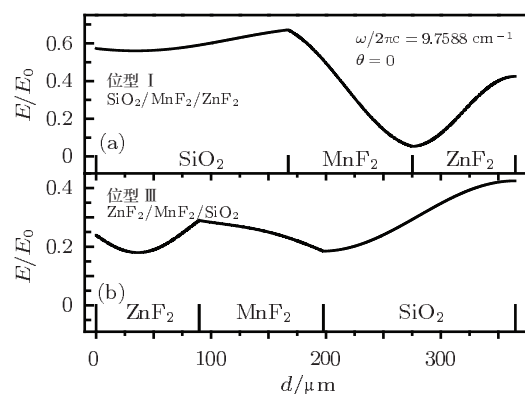


图4 泵浦波垂直入射, 位型 I 和位型 III 中泵浦波强度分布 (a) 位型 I 中泵浦波场强分布; (b) 位型 III 中泵浦波场强分布

强度位型 I 较位型 III 高, 所以位型 I 二次谐波输出能流较大, 出现非倒易性. 位型 II 和位型 IV 二次谐波非倒易性出现原因与此相同.

二次谐波输出的非倒易性还与外加稳恒磁场强度有关. 实际应用中我们希望二次谐波输出强度尽可能的高. 因此下面仅对位型 II 进行分析.

根据反铁磁线性和非线性磁化率 (1) 式和 (3)

式, 随着外磁场的增加, 反铁磁共振频率分别向高频和低频移动, 即反铁磁线性磁化率共振峰劈裂. 图 5 给出了外静磁场强度  $H_0 = 3 \text{ kG}$  时,  $\eta_{\text{RII}}$  和  $\eta_{\text{TII}}$  随泵浦波频率和角度变化趋势. 随着外场的增加, 二次谐波输出较强的频率区间变大, 导致非倒易性明显的频率区间加大, 并且随着入射角度的增加非倒易性逐渐增强.

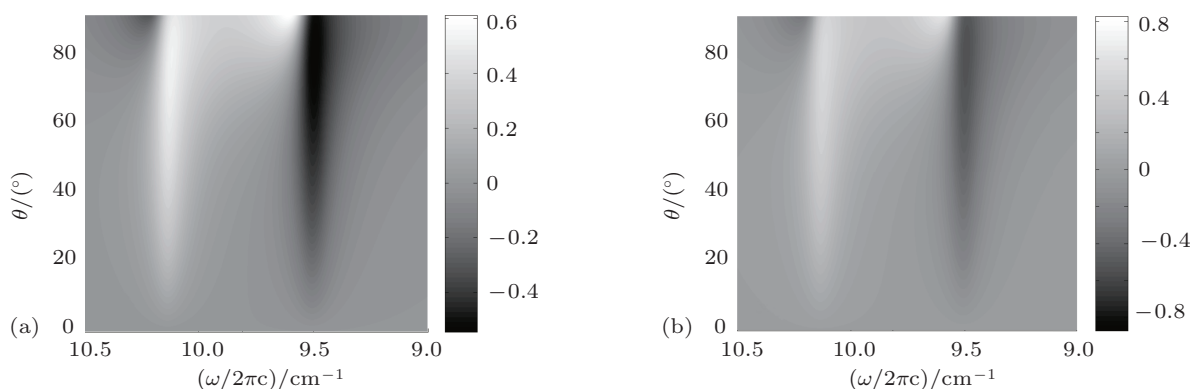


图 5 外加稳恒磁场强度变化时, 位型 II 中非倒易性随泵浦波频率和角度变化趋势 (a)  $H_0 = 3 \text{ kG}$  时  $\eta_{\text{RII}}$  随泵浦波频率和角度变化; (b)  $H_0 = 3 \text{ kG}$  时  $\eta_{\text{TII}}$  随泵浦波频率和角度的变化

## 4 结论

本文利用非线性传输矩阵方法, 研究了 Voigt 位型下 DAD 结构二次谐波生成的非倒易性. 二次谐波是频率变换的重要方法之一, 我们设计了四种位型, 第一种结构各层介电常数逐渐增加, 外加静磁场指向纸面以外, 另三种结构分别对应将第一种结构外磁场反向、电介质层上下互换、外磁场反向同时电介质层上下互换. 研究表明, 非倒易性与

反铁磁外场大小、方向和电介质层性质密切相关. 在反铁磁共振频率附近二次谐波生成的非倒易性明显, 随着外磁场强度的增加, 非倒易性明显的频率区域变宽, 随着入射角度的增加, 非倒易性逐渐明显. 并且发现 DAD 结构为介电常数逐渐增加的结构时, 二次谐波生成效率较高. 此研究有助于利用反铁磁材料设计 THz 器件时选择合适的体系结构及外磁场方向.

- [1] Jensen M R F, Parker T J, Abbraha K, Tilley D R 1995 *Phys. Rev. Lett.* **76** 3756
- [2] Dumelow T, Camley R E 1996 *Phys. Rev. B* **54** 12232
- [3] Orenstein J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **107** 067002
- [4] Pelle B, Bitard H, Bailly G, Robilliard C 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 193003
- [5] Tobias R, Hudspeth A J 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 158701
- [6] Li X F, Ni X, Feng L, Lu M H 2011 *Phys. Rev. Lett.* **106** 084301
- [7] Zhao Y T, Zhang Q, Bai J, Fu S F, Zhou S 2011 *Acta Phys. Sin.* **60** 077503 (in Chinese) [赵玉田, 张强, 白晶, 付淑芳, 周胜 2011 物理学报 **60** 077503]
- [8] Zhao Y, Gao H, Zhou S, Wang X Z 2008 *J. Magn. Magn. Mater.* **320** 2696
- [9] Yang X B 2000 *Acta Phys. Sin.* **49** 1185 (in Chinese) [杨湘波 2000 物理学报 **49** 1185]
- [10] Liao L G, Fu H, Fu X J 2009 *Acta Phys. Sin.* **58** 7088 (in Chinese) [廖龙光, 付虹, 傅秀军 2009 物理学报 **58** 7088]
- [11] Bai J, Zhou S, Liu F L, Wang X Z 2007 *J. Phys.: Condens. Matter* **19** 046217
- [12] Fiebig M, Fröhlich D, Krichevtsov B B, Pisarev R V 1994 *Phys. Rev. Lett.* **73** 2127
- [13] Lim S C 2002 *J. Opt. Soc. Am. B* **19** 1401

- [14] Lim S C 2006 *J. Phys.: Condens. Matter* **18** 4329  
[15] Zhou S, Wang X Z 2008 *J. Opt. Soc. Am. B* **25** 1639  
[16] Zhou S, Li H, Fu S F, Wang X Z 2009 *Phys. Rev. B* **80** 205409  
[17] Nyvlt M, Bisio F, Kirschner J 2008 *Phys. Rev. B* **77** 014435  
[18] Ney O, Trzeciecki M, Hubner W 2005 *J. Phys.: Condens. Matter* **17** 7489  
[19] Kamsul, Abraha, Tilley D R 1996 *Surf. Sci. Rep.* **24** 125

# The nonreciprocal of second harmonic generation with dielectric/antiferromagnetic/dielectric structure in Voigt geometry\*

Zhou Sheng<sup>1)2)</sup> Wang Xuan-Zhang<sup>1)</sup> Fu Shu-Fang<sup>1)</sup> Li Qiang-Hua<sup>1)</sup>  
Qu Xiu-Rong<sup>1)</sup> Liang Shuang<sup>1)</sup> Zhang Qiang<sup>1)†</sup>

1) (*Heilongjiang Key Laboratory for Photonic and Electric Bandgap Materials, Ministry of Education, School of Physics and Electronic Engineering, Harbin Normal University, Harbin 150025, China*)

2) (*Department of Physics, School of Physics, Nanjing University, Nanjing 210093, China*)

(Received 27 December 2011; revised manuscript received 9 March 2012)

## Abstract

We calculate the second harmonic generation (SHG) from structures with dielectric/antiferromagnetic(AF)/dielectric in Voigt geometry. The calculations are performed with a nonlinear transfer matrix method and examples of nonreciprocal SHG are given. In particular, we study the nonreciprocal SHG in four different configurations when the direction of an applied magnetic field and the order of dielectric films are reversed. The nonreciprocal SHG can be realized in a resonance zone of AF, including THz frequency range. The increasing of the angle of incidence wave can enhance the effect of nonreciprocal SHG. In terms of applications, AF may be of interest in signal processing in the THz.

**Keywords:** antiferromagnetic, second harmonic generation, nonreciprocal

**PACS:** 75.50.Ee, 42.70.Qs, 94.20.ws, 87.50.U–

\* Project supported by the National Natural Science Foundation of China (Grant Nos. 11074061, 11104050), the Natural Science Foundation of Heilongjiang, China (Grant No. A200910), the Young Academic Backbone of Education Commission, China (Grant No. 1251G030), the Advanced Project Foundation of Harbin Normal University, China (Grant No. 09XYS-01), the Technological Innovation Talents Foundation of Harbin City, China (Grant No. RC2011QN001011), the Starting Research Fund from the Harbin Normal University, China (Grant No. KJB201113), and Foundation of Education Commission of Heilongjiang Province, China (Grant No. 12521154).

† E-mail: qiangzhang800818@126.com