

文章编号: 1001-3806(2005)01-0046-04

## 磁光薄膜表面反射二次谐波的取向分析

张可言<sup>1,2</sup>, 郑瑞伦<sup>2</sup>

(1. 涪陵师范学院 物理系, 涪陵 408003; 2. 西南师范大学 物理学院, 重庆 400715)

**摘要:** 给出了各向异性磁光薄膜非线性第 2 谐波的极化矩阵, 推演了该矩阵在不同对称表面上元的个数及其分布; 导出了此磁光薄膜在自剩磁磁化强度分别平行于 [001], [110] 和 [111] 晶面且外施电场作用于相应表面时, 相应表面上的非线性第 2 谐波极化强度, 以及均匀反射空间相应表面激发的相应极化组合非线性第 2 谐波的强度; 求出了该谐波光场的两个可能的取向角; 分析讨论了相应表面上出现两个可能取向的原因及其影响因素。

**关键词:** 各向异性; 磁光薄膜; 二次谐波; 取向分析

中图分类号: O484.4 文献标识码: A

### Orientation analysis of the 2nd harmonic from magnetic-optical thin film surface

ZHANG Ke-yan<sup>1,2</sup>, ZHENG Rui-lun<sup>2</sup>

(1. Department of Physics, Fuling Teacher's College, Fuling 408003, China; 2. College of Physics, Southwest Normal University, Chongqing 400715, China)

**Abstract** Nonlinear second-harmonic polarization matrix from the anisotropy magnetic optical thin film, numbers and distribution of elements of the matrix at different symmetrical surfaces have been provided. The nonlinear polarization of the corresponding surface and the nonlinear second harmonic field aroused by the corresponding surface of evenly reflection space for the magnetic optical thin film is also presented when the magnetization strength of magnetic self surplus parallel to the [001], [110] and [111] crystal surface respectively and the outside electric field does action to responding surface. The orientation angle of two possibilities of this harmonic smooth site is given. The cause factor and the reason of two possible orientations to correspondingly surface are analyzed and discussed.

**Key words** an isotropy magnetic optical thin film; twice harmonic; orientation analysis

## 引 言

随着激光技术和材料科学研究不断地取得进展, 利用适当材料在特殊工艺下做成的薄膜介质对激光信号进行记录已成为可能, 因其单位介质存储容量大, 吸引了相关机构投入了大量人力和财力对磁光薄膜的材料选择与组分配比<sup>[1~3]</sup>、薄膜的多层性和组成结构对磁光特性的影响<sup>[4~8]</sup>、特性材料磁光薄膜的参数计算和测定<sup>[9~12]</sup>等方面进行广泛深入的研究。目前除日本某公司有初级产品应用外, 其它相关机构制成的膜均不理想。因此, 人们转而从理论上对其进行分析<sup>[13~17]</sup>, 试图基于外施电场与薄膜介质的线性极化关

系找出一条较好的制膜途径, 但成果甚少, 究其原因, 除膜的厚度难选外, 更因原子层间耦合作用复杂等因素的制约使理论建模分析难度极大。作者将从薄膜介质的宏观介电响应出发, 利用泰勒级数的展开形式, 分析具有自剩磁的磁光薄膜在 [001], [110] 和 [111] 晶面上的第 2 谐波极化矩阵, 据此推导各极化组合方式下各晶面上的第 2 谐波极化强度及相应极化强度在均匀反射空间激发的谐波光强, 再通过反射光取极大值的条件找出谐波的取向, 分析讨论影响相应取向的因素。

### 1 非线性极化强度的幅值矩阵

对于磁光薄膜, 因其物性参数的各向异性, 其极化强度的方向不像线性介质那样与外施电场同向, 故在选择右旋正交坐标系  $x_1$ ,  $x_2$  和  $x_3$  的情况下, 当介质受到外施光频电场的作用时, 在不考虑时空因子的情况下, 其极化强度的幅值可利用泰勒级数法展开为<sup>[18]</sup>:

$$P_i = \sum_{j=1}^3 \chi_{ij}^{(1)} E_j(\omega) + \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega) + \dots$$

基金项目: 重庆市科委自然科学基金资助课题 (2002-7310); 重庆市高校骨干教师基金资助课题 (200217)

作者简介: 张可言 (1963-), 男, 副教授, 主要从事统计物理和固体物理的教学及统计物理、铁磁晶体、激光辐照效应和磁光薄膜性质等的研究。

E-mail: zky6389@sina.com

收稿日期: 2004-01-05; 收到修改稿日期: 2004-03-07

$$(i = 1, 2, 3) \quad (1)$$

式中,  $E_j(\omega), E_k(\omega)$  为外场在各个坐标轴上的分量;  $\omega$  为外施基场的频率;  $\chi_{ij}^{(1)}$  为薄膜在外场作用下的线性极化率;  $\chi_{ijk}^{(2)}$  为薄膜的非线性第 2 谐波极化率。文中只研究非线性第 2 谐波极化部分, 这样, 第 2 谐波的极化强度幅值为:

$$P_i^{(2)} = \sum_{j=1}^3 \sum_{k=1}^3 \chi_{ijk}^{(2)} E_j(\omega) E_k(\omega) \quad (2)$$

式中,  $\chi_{ijk}^{(2)}$  的非零元满足如下对称操作:

$$\chi_{ijk}^{(2)} = T_{ii} T_{jj} T_{kk'} \chi_{i'j'k'}^{(2)} \quad (3)$$

式中,  $\chi_{ijk}^{(2)}$  和  $\chi_{i'j'k'}^{(2)}$  都是薄膜介质自剩磁磁化强度的函数, 即  $\chi_{ijk}^{(2)} = \chi_{ijk}^{(2)}(\vec{M})$ ;  $\chi_{i'j'k'}^{(2)} = \chi_{i'j'k'}^{(2)}(\vec{M})$ 。根据 (2) 式, 可写出其相应的矩阵形式为:

$$\begin{bmatrix} P_1^{(2)} \\ P_2^{(2)} \\ P_3^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{111}^{(2)} & \chi_{122}^{(2)} & \chi_{133}^{(2)} \\ \chi_{211}^{(2)} & \chi_{222}^{(2)} & \chi_{233}^{(2)} \\ \chi_{311}^{(2)} & \chi_{322}^{(2)} & \chi_{333}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1^2 \\ E_2^2 \\ E_3^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} (\chi_{211}^{(2)} + \chi_{121}^{(2)}) & (\chi_{321}^{(2)} + \chi_{132}^{(2)}) & (\chi_{311}^{(2)} + \chi_{113}^{(2)}) \\ (\chi_{221}^{(2)} + \chi_{122}^{(2)}) & (\chi_{322}^{(2)} + \chi_{232}^{(2)}) & (\chi_{323}^{(2)} + \chi_{213}^{(2)}) \\ (\chi_{321}^{(2)} + \chi_{312}^{(2)}) & (\chi_{332}^{(2)} + \chi_{323}^{(2)}) & (\chi_{331}^{(2)} + \chi_{313}^{(2)}) \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 E_2 \\ E_2 E_3 \\ E_3 E_1 \end{bmatrix} \quad (4)$$

可以看出, 整个矩阵有 27 个矩阵元, 但求和处理后只有 18 个元, 这主要是考虑了 (3) 式的对称性操作后得到的结果。又因 (3) 式的对称性操作还与所选晶面的性质有关, 在薄膜自剩磁磁化强度  $\vec{M} \neq 0$  的情况下, 对于中心对称的面心立方晶体薄膜, 可根据文献 [14] 和文献 [17] 中对晶体对称性的分析, 进一步减少 (4) 式矩阵的元数。

### 1.1 对 [001] 面

如果选定  $\vec{M}$  平行于 [100] 方向 ( $x$ ), 则该表面的对称性将被打破, (3) 式存在两种独立的对称操作: 关于  $xz$  镜像平面的反射和关于  $yz$  镜像平面的反射。由此可导出 (4) 式的非零独立元的数目为 10 个, 具体

Table 1  $\vec{M}$  does not be 0 just and [100] surface parallel polarization matrix not 0 independent elements

symmetry	independent elements
4mm	$\chi_{131}^{(2)} = \chi_{125}^{(2)}, \chi_{232}^{(2)} = \chi_{223}^{(2)}, \chi_{311}^{(2)}, \chi_{322}^{(2)}, \chi_{333}^{(2)}, \chi_{121}^{(2)} = \chi_{112}^{(2)}, \chi_{211}^{(2)}, \chi_{323}^{(2)} = \chi_{332}^{(2)}, \chi_{222}^{(2)}, \chi_{233}^{(2)}$

情况见表 1。这样 (4) 式就变为:

$$\begin{bmatrix} P_1^{(2)} \\ P_2^{(2)} \\ P_3^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ \chi_{211}^{(2)} & \chi_{222}^{(2)} & \chi_{233}^{(2)} \\ \chi_{311}^{(2)} & \chi_{322}^{(2)} & \chi_{333}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1^2 \\ E_2^2 \\ E_3^2 \end{bmatrix} +$$

$$\begin{bmatrix} 2\chi_{12}^{(2)} & \chi_{123}^{(2)} & \chi_{123}^{(2)} \\ 0 & 2\chi_{223}^{(2)} & 0 \\ 0 & 2\chi_{332}^{(2)} & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 E_2 \\ E_2 E_3 \\ E_3 E_1 \end{bmatrix} \quad (5)$$

### 1.2 对 [110] 面

如果选  $\vec{M}$  平行于 [110] 面, 则 (4) 式矩阵的所有 27 个元均为非零元, 但它们中只有 10 个是独立的, 具体情况见表 2。这样, (4) 式就变为:

$$\begin{bmatrix} P_1^{(2)} \\ P_2^{(2)} \\ P_3^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{111}^{(2)} & \chi_{122}^{(2)} & \chi_{133}^{(2)} \\ -\chi_{122}^{(2)} & -\chi_{111}^{(2)} & -\chi_{133}^{(2)} \\ \chi_{311}^{(2)} & \chi_{311}^{(2)} & \chi_{333}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1^2 \\ E_2^2 \\ E_3^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 2\chi_{12}^{(2)} & 2\chi_{123}^{(2)} & 2\chi_{113}^{(2)} \\ -2\chi_{12}^{(2)} & 2\chi_{113}^{(2)} & 2\chi_{123}^{(2)} \\ 2\chi_{121}^{(2)} & -2\chi_{331}^{(2)} & 2\chi_{331}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 E_2 \\ E_2 E_3 \\ E_3 E_1 \end{bmatrix} \quad (6)$$

Table 2  $\vec{M}$  does not be 0 just and [110] surface parallel polarization matrix not 0 independent elements

symmetry	independent elements
mm2	$\chi_{123}^{(2)} = \chi_{132}^{(2)} = \chi_{231}^{(2)} = \chi_{213}^{(2)}, \chi_{333}^{(2)}, \chi_{131}^{(2)} = \chi_{113}^{(2)} = \chi_{232}^{(2)} = \chi_{223}^{(2)}, \chi_{12}^{(2)} = \chi_{21}^{(2)} = -\chi_{212}^{(2)} = -\chi_{221}^{(2)}, \chi_{13}^{(2)} = \chi_{31}^{(2)} = -\chi_{323}^{(2)} = -\chi_{332}^{(2)}, \chi_{311}^{(2)} = \chi_{322}^{(2)}, \chi_{312}^{(2)} = \chi_{321}^{(2)}, \chi_{111}^{(2)} = -\chi_{222}^{(2)}, \chi_{12}^{(2)} = -\chi_{21}^{(2)}, \chi_{13}^{(2)} = -\chi_{33}^{(2)}$

### 1.3 对 [111] 面

如选  $\vec{M}$  沿着 [111] 面, 则 (4) 式只有 7 个非零独立元, 具体情况见表 3。这样, (4) 式就变为:

Table 3  $\vec{M}$  does not be 0 just and [111] surface parallel polarization matrix not 0 independent elements

symmetry	independent elements
3m	$\chi_{111}^{(2)} = -\chi_{22}^{(2)} = -\chi_{212}^{(2)} = -\chi_{221}^{(2)}, \chi_{311}^{(2)}, \chi_{131}^{(2)} = \chi_{113}^{(2)} = \chi_{223}^{(2)} = \chi_{232}^{(2)}, \chi_{322}^{(2)}, \chi_{123}^{(2)} = \chi_{132}^{(2)} = -\chi_{231}^{(2)} = -\chi_{312}^{(2)}, \chi_{333}^{(2)}, \chi_{12}^{(2)} = \chi_{21}^{(2)} = \chi_{211}^{(2)} = -\chi_{222}^{(2)}$

立元, 具体情况见表 3。这样, (4) 式就变为:

$$\begin{bmatrix} P_1^{(2)} \\ P_2^{(2)} \\ P_3^{(2)} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \chi_{111}^{(2)} & -\chi_{111}^{(2)} & 0 \\ -\chi_{222}^{(2)} & \chi_{222}^{(2)} & 0 \\ \chi_{311}^{(2)} & \chi_{322}^{(2)} & \chi_{333}^{(2)} \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1^2 \\ E_2^2 \\ E_3^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} -2\chi_{222}^{(2)} & 2\chi_{123}^{(2)} & 2\chi_{113}^{(2)} \\ -2\chi_{111}^{(2)} & 2\chi_{113}^{(2)} & 2\chi_{123}^{(2)} \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} E_1 E_2 \\ E_2 E_3 \\ E_3 E_1 \end{bmatrix} \quad (7)$$

## 2 晶面的非线性极化强度

对于一个已被磁化了的薄膜材料, 严格地讲, 其极化强度幅值应由两部分组成, 它们是材料表面对极化强度的贡献和材料内部对极化强度的贡献。由于材料内部的对称性, 其内部对整体极化强度的贡献存在, 但

与表面对极化强度的贡献相比,其值非常小,完全可以忽略<sup>[17]</sup>。这样,在研究磁光薄膜的极化强度时,就只考虑表面对极化强度的贡献,此时,磁光薄膜的有效极化强度就可写为:

$$\vec{P}_e = \vec{P}_s \quad (8)$$

式中,  $\vec{P}_s$  为薄膜表面对极化强度的贡献。

设外施极化电场为平面偏振光的电场,有  $\vec{E}(r, t) = E e^{ik \cdot r - i\omega t}$  的形式,由此可作出反射第 2 谐波原理图,见图 1。

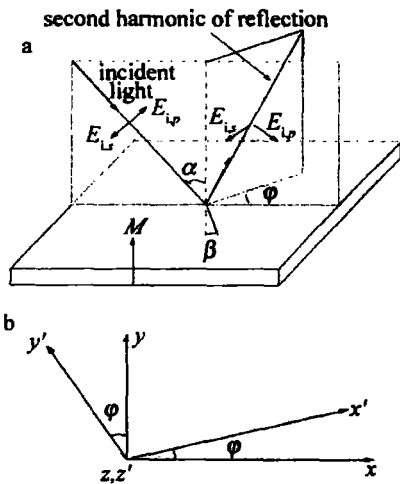


Fig 1 Plane shake light the second harmonic calculation that magnetic optical thin film surface reflects principle picture

由于外施电场是一个与时空有关的光频场,根据电磁场理论,其极化强度也应是一个与时空有关的光频函数。根据通常的处理办法,在考虑极化强度时,只要将前面所研究的极化强度幅值矩阵的元看成复数即可。

又设相应表面反射的第 2 谐波所在的平面与入射光所在的平面有  $\varphi$  的夹角。根据 (5) 式 ~ (7) 式就可求出 [001], [110] 和 [111] 面上极化强度幅值的表达式。

### 2.1 对 [001] 面

如果  $M$  与  $z \parallel$  [001] 的方向平行,则第 2 谐波的 ( $s, p$ ) 组合为:

$$P_e = P_s = -\chi_{23}^{(2)} E_p^2 \sin(2\beta') \quad (9)$$

### 2.2 对 [110] 面

如果  $M \parallel$  [110] 面,则 ( $s, p$ ) 的极化组合为:

$$P_e = P_s = \{ [\chi_{223}^{(2)} - \chi_{413}^{(2)}] \sin(2\varphi) + [\chi_{213}^{(2)} + \chi_{223}^{(2)}] \cos(2\varphi) + [\chi_{213}^{(2)} - \chi_{223}^{(2)}] \} E_1 E_2 \quad (10)$$

### 2.3 对 [111] 面

$M$  沿着 [111] 的轴线方向,其 ( $s, s$ ) 极化组合为:

$$P_e = P_s = [\chi_{111}^{(2)} \sin(3\varphi) + \chi_{222}^{(2)} \cos(3\varphi)] E_2^2 \quad (11)$$

## 3 均匀反射空间的第 2 谐波强度

由于入射偏振光有  $\vec{E}(r, t) = E e^{ik \cdot r - i\omega t}$  的形式,则在磁光薄膜介质表面上引起的极化强度可写为  $P_e =$

$P_s e^{ik' \cdot r' - i\omega' t}$ , 这里  $\omega' = 2\omega$ 。如果认为反射空间是均匀媒质构成的,则介质在此均匀媒质里激发的第 2 谐波电场就可写为  $\vec{E}_{r, 2\omega}(r', t) = E_e e^{ik' \cdot r' - i2\omega t}$ , 与介质极化强度有类似的时空因子。如不考虑时空因子,其振幅满足如下关系:

$$E_{r, 2\omega} \propto P_s \quad (12)$$

由于光的强度与相应光波的电场分量幅值的平方成正比,这样,反射光波里的第 2 谐波的强度就为:

$$I_{r, 2\omega} \propto E_{r, 2\omega}^2 \propto P_s^2 \quad (13)$$

在只考虑 [001], [110] 和 [111] 面的情况下,将 (9) 式 ~ (11) 式分别代入 (13) 式,就可得到磁光薄膜经上述表面激发的第 2 谐波强度分别为:

$$I_{r, 2\omega} \propto (\chi_{23}^{(2)})^2 E_p^4 \sin^2(2\beta) \quad (14)$$

$$I_{r, 2\omega} \propto \{ [\chi_{223}^{(2)} - \chi_{413}^{(2)}] \sin(2\varphi) + [\chi_{213}^{(2)} + \chi_{223}^{(2)}] \cos(2\varphi) + [\chi_{213}^{(2)} - \chi_{223}^{(2)}] \}^2 E_1^2 E_2^2 \quad (15)$$

$$I_{r, 2\omega} \propto [\chi_{111}^{(2)} \sin(3\varphi) + \chi_{222}^{(2)} \cos(3\varphi)]^2 E_2^4 \quad (16)$$

这里需要说明的是,式中各介质极化率,因其受的是随时间变化的光频场的作用,应是具有复数性质的极化率。

## 4 第 2 谐波的取向分析

由 (15) 式和 (16) 式可以发现,薄膜介质的极化强度在均匀反射空间激发的第 2 谐波的强度  $I_{r, 2\omega}$  是一个关于  $\varphi$  的函数,根据磁光 Kerr 角的类似定义,只有在反射空间光强出现最大的区域才可能存在 Kerr 效应 (当一束反射光在某一方向的光强为最大值时,反射平面偏振光的偏振面与入射平面偏振光的偏振面之间的夹角  $\varphi_k$  才为该反射光的 Kerr 角),从可能性的角度讲,可将 (14) 式、(15) 式和 (16) 式分别对  $\varphi$  求导数并令其导数为 0 即可找出使  $I_{r, 2\omega}$  取最大值时的  $\varphi_k$ 。依据这一思路可分别求得 [001], [110] 和 [111] 面发出的第 2 谐波反射光为最大时的可能取向分别为:

(1) 对 [001] 面,由于  $I_{r, 2\omega}$  与  $\varphi$  无关,虽然有第 2 谐波,但无特定的最大值取向,故属于弥散杂波,当然不可能存在 Kerr 效应。

(2) 对 [110] 面,有:

$$\varphi_{k_1} = \frac{1}{2} \arctan \operatorname{Re} \left[ \frac{\chi_{223}^{(2)} - \chi_{413}^{(2)}}{\chi_{213}^{(2)} + \chi_{223}^{(2)}} \right] \quad (17)$$

$$\varphi_{k_2} = \frac{1}{2} \arcsin \operatorname{Re} \left[ \frac{\chi_{213}^{(2)} - \chi_{223}^{(2)}}{\sqrt{(\chi_{223}^{(2)} - \chi_{413}^{(2)})^2 + (\chi_{213}^{(2)} + \chi_{223}^{(2)})^2}} \right] - \delta/2 \quad (18)$$

式中,  $\delta = \arctan \operatorname{Re} \left[ \frac{\chi_{213}^{(2)} + \chi_{223}^{(2)}}{\chi_{223}^{(2)} - \chi_{413}^{(2)}} \right]$ 。

此面反射的谐波有两个最大光强取向,也即存在两个 Kerr 角的可能性(有无 Kerr 效应,还必须考察其偏振面与入射光偏振面的关系)。

(3)对 [111]面,有:

$$\varphi_{k_1} = \frac{1}{3} \arctan R e \left[ \frac{\chi_{111}^{(2)}}{\chi_{222}^{(2)}} \right] \quad (19)$$

$$\varphi_{k_2} = -\frac{1}{3} \arctan R e \left[ \frac{\chi_{222}^{(2)}}{\chi_{111}^{(2)}} \right] \quad (20)$$

此面反射的谐波也有两个最大光强取向,也存在两个 Kerr 角的可能性(有无 Kerr 效应,也必须考察其偏振面与入射光偏振面的关系)。

## 5 结果讨论

(1)对 [001]面来讲,当考虑薄膜自剩磁  $\vec{M}$  与 [001]面平行的情况时,[001]面反射波中虽有第 2 谐波成分,但由(14)式描述的结果来看,它直接关联着光在薄膜介质内传播的折射角,其反射谐波不存在  $\varphi$  方向大小分布,属于弥散杂波范畴,当然不存在谐波取向问题。这一结果与相关文献在研究其它块体材料时的结果是相同的。究其原因,是由于材料内部的对称性,入射光透入薄膜材料后经 [001]面的背面反射从 [001]面发出进入反射空间的第 2 谐波,在材料的内部由晶粒散射发出,呈弥散方式,故从 [001]反射面发出的第 2 谐波也呈弥散状态,无定向强度分布,它将干扰人们对其它谐波的测定。由于其强度与  $(\chi_{23}^{(2)})^2 E_p^4 \sin^2(2\beta)$  成正比,只有当入射角为 0 时,折射角才为 0,其影响才消失。

(2)对于 [110]面来讲,由于此时薄膜的自剩磁  $\vec{M}$  与 [110]面平行,单色平面入射光经 [110]面反射后产生的第 2 谐波出现了两个取向角  $\varphi_{k_1}$  和  $\varphi_{k_2}$ ,即 [110]面反射的第 2 谐波变成了两束。当  $\chi_{223}^{(2)} > \chi_{113}^{(2)}$  时,无论其它非零独立元的大小如何,  $\varphi_{k_1}$  始终为正、 $\varphi_{k_2}$  始终为负;当  $\chi_{223}^{(2)} < \chi_{113}^{(2)}$  时,  $\varphi_{k_1}$  始终为负、 $\varphi_{k_2}$  始终为正。由于磁光薄膜的各向异性,在 [001]面上不可能有  $\chi_{223}^{(2)} = \chi_{113}^{(2)}$  的情况,故总体来看,此面上总是存在两个谐波的取向。究其原因,可作如下解释:当一束单色平面光照射在有剩磁的 [110]面上时,对各向同性的介质来讲,其偏振光可分解为左旋偏振光和右旋偏振光两个部分,此两部分经反射后在反射空间重构为一偏振方向发生转动后的单色平面光,只出现一个取向,即存在一个磁光 Kerr 角。但对各向异性的介质来讲,两部分旋光经介质的非线性变换后已不能重构为单一的平面光,而是分裂为频率是基频 2 倍的两束谐波,由于其路径和变换的模式均不同,故出现两个不同取向。其强

度与  $\{[\chi_{23}^{(2)} - \chi_{13}^{(2)}] \sin(2\varphi) + [\chi_{213}^{(2)} + \chi_{123}^{(2)}] \cos(2\varphi) + [\chi_{213}^{(2)} - \chi_{123}^{(2)}]\}^2 E_1^2 E_2^2$  成正比。由于介质的各向异性,此项始终不为 0 可以将  $\varphi_{k_1}$  和  $\varphi_{k_2}$  作为研究介质极化特性的一个实验探测手段来使用。

(3)对 [111]面来讲,由于此时薄膜的自剩磁  $\vec{M}$  与  $[2\bar{1}\bar{1}]$ 面平行,与 [111]面垂直,单色平面入射光经 [111]面反射后也产生了两个谐波取向角  $\varphi_{k_1}$  和  $\varphi_{k_2}$ ,它们都仅与第 2 谐波极化矩阵的主对角元  $\chi_{11}^{(2)}$  和  $\chi_{22}^{(2)}$  有关,一正一负。究其原因,与上面的分析类似,在此不重述。

## 6 总 结

通过对具有各向异性性质的磁光薄膜各表面第 2 谐波极化矩阵、极化强度、反射谐波光强以及相应谐波取向的分析发现:

(1)中心对称面心立方薄膜的第 2 谐波极化矩阵的元数不仅与对称操作有关,也与考察面的选择有关。

(2)由于薄膜介质的厚度有限,加之薄膜内部的对称性,对反射第 2 谐波的贡献主要来自晶体的表面,内部贡献较之表面的贡献非常小。

(3)对 [001]面来讲,当薄膜自剩磁与此面平行时,经此表面反射的第 2 谐波不存在谐波定向问题。而对 [110]面和 [111]面来讲,存在两个方向定向取向角,其大小与介质倍频极化时的极化矩阵非零独立元有关,其成因都是单色平面偏振光的左右旋部分经各向异性介质非线性变换的结果。

## 参 考 文 献

- [1] TYSON T A, CONRADSON S D, FARROW R F C *et al*. Observation of internal interfaces in  $Pt_3Co_{1-x}$  ( $x \approx 0.7$ ) alloy films: a likely cause of perpendicular magnetic anisotropy [J]. *Phys Rev* 1996, B54(6): 3702~3705.
- [2] LANGER J, LEE S J, LYNCH D W *et al*. Ellipsometric and Kerr effect studies of  $Pt_3X$  ( $X = Mn, Co$ ) [J]. *Phys Rev*, 1998, B58(1): 351~358.
- [3] 周 健, 荀 坤, 沈德芳 *et al*. ( $Pt_3Co$ ) $_{1-x}$ Ni 合金薄膜的结构、磁性和磁光特性研究 [J]. *物理学报*, 1999, 48(12): 217~223.
- [4] WANG Y J, ZHENG M, LI J *et al*. Exchange coupling in dilute  $PtNi$  alloy/Co magnetic multilayers [J]. *Phys Rev* 1998, B58(6): 3228~3231.
- [5] 冯仕猛, 赵海鹰, 龚晓鸣 *et al*. 多层膜周期厚度的精确计算 [J]. *中国激光*, 2002, 29(11): 1027~1030.
- [6] 周 健, 荀 坤, 沈德芳 *et al*. PtCo 合金的光学、热学结构优化设计 [J]. *中国激光*, 1999, 26(11): 997~1002.
- [7] 宋利民, 胡家升. 软 X 射线多层膜反射镜界面粗糙度的一种估算方法 [J]. *中国激光*, 2002, 29(3): 236~238.
- [8] 冯仕猛, 赵海鹰, 龚晓鸣 *et al*. 溅射功率对多层膜质量的影响 [J]. *光学学报*, 2002, 22(11): 1300~1302.
- [9] WERMAN K W, HILTKER JN, SUBIRYANOV R F *et al*. Optical and magneto-optical constants of  $MnPt_3$  [J]. *Phys Rev*, 1997, B55(5): 3093~3099.

(下转第 76 页)

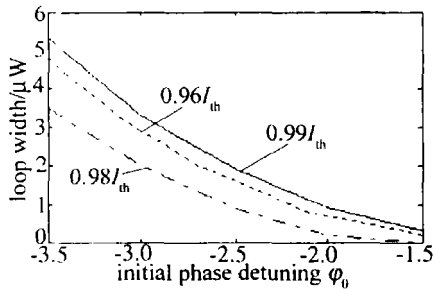


Fig 3 The dependence of the width of bistable loop on parameter  $\varphi_0$

### 3 结论

模拟计算结果较好地拟合了近期文献实验结果<sup>[2,7]</sup>,由以上分析可以看出,控制 VC SOA 的双稳环宽的 3 个基本途径为:(1)调控偏置电流,偏置电流越接近阈值,越容易获取双稳态,双稳环宽越宽;(2)改变上端面反射率,在偏置与阈值比值不变情况下,顶端面反射率越高,双稳环宽越宽;(3)调整初始相位偏移量。双稳环宽与初始相位失谐量成反比,失谐量越小,即信号光偏离中心波长越大,环宽越宽。该结论可为优化 VC SOA 的设计、制作、控制双稳特性提供理论依据。

### 参考文献

- [1] PAKDEEVAN CH P, ADAMSM J M. Measurements and modeling of reflective bistability in 1.55  $\mu\text{m}$  laser diode amplifiers [J]. IEEE J Q E, 1999, 35(12): 1894~1903
- [2] WEN P, SANCHEZ M, GROSS M *et al*. Vertical cavity optical AND gate [J]. Opt Commun, 2003, 219(2): 383~387
- [3] ADAMSM J, WESTLAKE H, O' MAHONY M J *et al*. A comparison of active and passive optical bistability in semiconductors [J]. IEEE J Q E, 1985, 21(9): 1498~1502
- [4] 陈建国, 李焱, 陆洋 *et al* 用阈值表达式研究长外腔半导体激光器的双稳特征 [J]. 光学学报, 2000, 20(8): 1015~1020
- [5] ROYO P, KODA R, COLDREN L A. Vertical cavity semiconductor optical amplifiers: comparison of Fabry-Perot and rate equation approaches [J]. IEEE J Q E, 2002, 38(3): 279~284
- [6] TOMBLING G, SAIFOH T, MUKAIT. Performance predictions for vertical cavity semiconductor laser amplifiers [J]. IEEE J Q E, 1994, 30(11): 2491~2498
- [7] SANCHEZ M, WEN P, GROSS M *et al*. Nonlinear gain in vertical cavity semiconductor optical amplifiers [J]. IEEE Photon Technol Lett, 2003, 15(1): 1~3
- [8] AGRAWAL G P, DUTTA N K. Semiconductor lasers [M]. 2nd ed. New York: van Nostrand Reinhold Press, 1993. 495~499
- [9] 张晓霞, 潘焱, 刘永智 *et al* 降低 VCSEL 激光阈值途径的理论研究 [J]. 光电子·激光, 2002, 13(12): 1211~1214
- [10] 潘焱, 张晓霞, 罗斌 *et al* 端面反射率的波长特性对外腔半导体激光器调谐范围的影响 [J]. 光学学报, 2001, 21(8): 975~979
- [11] SHABRYANOV R F, JASWAL S S. Magneto-optical properties of MnBi and MnBaI [J]. Phys Rev, 1996, B53(1): 313~317
- [12] GASCHE T, BROOKS M S S, JOHANSSON B. Calculated magneto-optical Kerr effect in Fe, Co and Ni [J]. Phys Rev, 1996, B53(1): 298~301
- [13] WANG C S, CALLAWAY J. Band structure of nickel spin-orbit coupling the Fermi surface, and the optical conductivity [J]. Phys Rev, 1974, B9(11): 4897~4907
- [14] LAMB N P, VIGNERON J P. Computation of crystal Green's functions in the complex energy plane with the use of the analytical tetrahedron method [J]. Phys Rev, 1984, B29(6): 3430~3437
- [15] GUYOT-SIONNEST P, CHEN W, SHEN Y R. General considerations on optical second-harmonic generation from surfaces and interfaces [J]. Phys Rev, 1986, B33(12): 8254~8263
- [16] SPE J E, MOSS D J, van DER ELH M. Phenomenological theory of optical second- and third-harmonic generation from cubic centrosymmetric crystals [J]. Phys Rev, 1987, B35(3): 1129~1141
- [17] 王嘉赋, 李佐宜. 磁光 Kerr 效应的量子散射方法 [J]. 华中理工大学学报, 1995, 23(8): 19~22
- [18] PAN R P, WEIH D, SHEN Y R *et al*. Optical second-harmonic generation from magnetized surfaces [J]. Phys Rev, 1989, B39(2): 1229~1234
- [19] 王蔚. 材料物理性能 [M]. 北京: 北京航空航天大学出版社, 2001. 165

(上接第 49 页)