

铌酸锂晶体中的磁光折变效应研究^{*}

齐继伟 李玉栋 许京军 崔国新 孔凡磊 孙 蹇

(南开大学弱光非线性光子学材料先进技术及制备教育部重点实验室,天津 300457)

(2006 年 12 月 9 日收到,2007 年 6 月 27 日收到修改稿)

对于掺铁铌酸锂晶体中不同全息记录配置下的磁光折变效应做了比较系统的理论分析,给出了铌酸锂晶体所有的磁光生伏打非零张量元.详细计算并给出了不同全息纪录配置下的所有体光生伏打、磁光生伏打电流的解析形式.理论结果表明,由于磁光生伏打效应引起了光激发电流的变化,所以对于每种配置全息光栅的衍射效率都会受到外加磁场的影响,对于不同的全息记录配置,磁场对铌酸锂晶体光折变非线性性质的影响也不同.讨论了一种确定特定张量元的方法.

关键词:磁光生伏打,磁光折变效应,光生伏打

PACC:4265,7820L

1. 引 言

光学非线性性质是一个具有广阔应用前景的研究领域,很多科学工作者都投入到这个研究领域,并且获得了许多瞩目的成绩.磁场与光在介质中的相互作用一直被人们所重视,并且得到了广泛的研究和应用,其中磁光效应就是比较典型的例子.磁光效应中法拉第效应、克尔效应等已经被深入地研究^[1,2]并应用于磁光存储等实际应用之中.法拉第效应和克尔效应是光与具有磁矩的介质相互作用,使透射光或者反射光的偏振发生偏转.与之不同,磁光折变效应是当磁场作用于某些介质的时候,引起介质中光激发电流的改变,进而影响介质的光学非线性性质.这样,我们就可以利用磁场对介质的光学非线性性质进行改变和调控.这种效应一直没有引起人们的足够重视,研究得相对很少.光折变效应是一种非常典型并具有广阔应用前景的非线性效应.铌酸锂晶体作为理想的光折变介质同时又具有很多其他优秀的物理性质,例如压电效应、弹光效应、声光效应、电光效应和光生伏打效应等等.在铌酸锂晶体中,电场对光折变效应的影响得到了比较细致的研究^[3].然而,磁场对光折变效应的影响研究却相对较少.近些年来,磁光折变效应逐渐引

起了人们的兴趣^[4-7].首先在铌酸锂晶体中发现了异常高的霍尔光电流^[8],这就预示着磁场可以通过改变光电流来影响铌酸锂晶体的光学非线性性质.文献[6,7]针对光栅波矢垂直于掺铁铌酸锂晶体 c 轴的配置研究了磁场对光折变非线性效应的影响,并给出了测定特定磁光伏张量元的方法,这些张量元是很难用测量电流的方法直接得到的.在这些工作中,对于铌酸锂晶体的磁光伏张量元并没有完全列出.

本文同样以掺铁铌酸锂晶体为研究介质,比较全面地研究了磁场对光折变效应的影响,即磁光折变效应.我们详细地研究了 4 种不同配置下,磁场对光激发电流和全息光栅衍射效率的影响,给出了光生伏打电流和磁光生伏打电流的具体表达形式,并且列出了磁光生伏打张量的全部非零张量元.研究了在不同的配置下,磁场对样品的光折变非线性性质的不同影响,并对一种新的确定特定磁光伏张量元的方法进行了讨论.

2. 光生伏打电流和磁光生伏打电流的形式及磁光生伏打张量元的计算

当一束均匀光照射在短路的无中心对称晶体上,晶体内就会产生稳态的激发电流,这种效应就是

^{*} 教育部科技创新工程重大项目培育基金(批准号:704012)、天津市自然科学基金(批准号:06TJXJJC13500)、教育部长江学者和创新团队发展计划(批准号:JRT0419)、国家重点基础研究发展规划(批准号:2007CB307003)、科学技术部国际科技合作计划重点项目(批准号:2005DFA10170)资助的课题.

体光生伏打效应. 光生电流在 i 方向上的分量 J_i^{BVP} 可以表示成^[7]

$$J_i^{\text{BVP}} = \sum_{jk} \beta_{ijk} E_j E_k^* = \sum_{jk} \beta_{ijk}^L E_j E_k^* + i \sum_s \beta_{is}^C (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)_s, \quad (1)$$

式中 β_{ijk} 是光生伏打张量元, E_j 是总电场沿 j 方向的分量, $*$ 表示复共轭.

由于磁光生伏打效应的作用, 外加稳恒磁场将产生磁光生伏打电流. 磁光生伏打电流在 i 方向上的分量 J_i^{MPV} 可以写成^[7]

$$J_i^{\text{MPV}} = \sum_{jkl} S_{ijkl} B_j E_k E_l^* = \sum_{jkl} S_{ijkl}^L B_j E_k E_l^* + i \sum_{js} S_{ijs}^C B_j (\mathbf{E} \times \mathbf{E}^*)_s, \quad (2)$$

式中 S_{ijkl} 是磁光生伏打张量元, B_j 是外加稳恒磁场沿 j 方向的分量. 光生伏打张量和磁光生伏打张量的实部用 L 标记, 与线光生伏打电流相关, 称为线光生伏打张量; 虚部用 C 标记, 与圆光生伏打电流相关, 称为圆光生伏打张量.

3 m 点群的铌酸锂晶体的线光生伏打张量和圆光生伏打张量可分别表示为

$$\beta_{ijk}^L = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & \beta_{15} & -\beta_{22} \\ -\beta_{22} & \beta_{22} & 0 & \beta_{15} & 0 & 0 \\ \beta_{31} & \beta_{31} & \beta_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\beta_{is}^C = \begin{pmatrix} 0 & \beta_{12}^C & 0 \\ -\beta_{12}^C & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}.$$

光生伏打张量元的大小在很大程度上依赖于掺杂离子种类和掺杂量.

磁光生伏打张量是四阶张量, 还没有被完全地列出过. 根据铌酸锂 3 m 点群的对称操作可以计算出其非零张量元. 线磁光生伏打张量元为

$$\begin{aligned} S_0^L &= S_{3123}^L = -S_{3213}^L, \\ S_1^L &= S_{1323}^L = -S_{2313}^L, \\ S_2^L &= S_{1233}^L = -S_{2133}^L, \\ S_3^L &= S_{3212}^L = S_{3122}^L = -S_{3111}^L, \\ S_4^L &= S_{2312}^L = S_{1322}^L = -S_{1311}^L, \\ S_5^L &= S_{2213}^L = S_{2123}^L = S_{1223}^L = -S_{1113}^L, \\ S_6^L &= S_{2111}^L = -S_{1222}^L, \\ S_7^L &= S_{1211}^L = -S_{2122}^L, \\ S_{1112}^L &= -S_{2212}^L = -(S_6^L + S_7^L)/2. \end{aligned}$$

圆磁光生伏打张量与体光生伏打张量一样, 可简化

写成三阶张量 S_{ij}^C . 其非零张量元为

$$\begin{aligned} S_0^C &= S_{1323}^C = -S_{2313}^C, \\ S_1^C &= S_{1223}^C = -S_{1113}^C = S_{2213}^C = S_{2123}^C, \\ S_2^C &= S_{1112}^C = S_{2212}^C, \\ S_3^C &= S_{3123}^C = -S_{3213}^C, \\ S_4^C &= S_{3312}^C = -S_{3321}^C. \end{aligned}$$

对于不同的配置, 光生伏打电流和磁光生伏打电流也将有比较大的区别. 这里我们对于 4 种常用配置做了详细研究. 在本文的研究中, 两束光都是对称入射的.

2.1. 配置 A: 光栅波矢垂直于晶体 c 轴的寻常光与非寻常光耦合

这种配置已经在文献 [6, 7] 中比较详细地研究过, 给出了很多有意义结果. 在这种配置中, 光折变光栅是由两束偏振相互垂直的线偏振光耦合得到的. 此时两束光耦合并不像传统情况下那样产生干涉条纹来激发周期调制的电流、产生折射率光栅. 两束偏振垂直的光束在样品上耦合, 并不产生干涉条纹, 但同样产生周期振荡的电流, 进而形成空间电荷场、产生折射率光栅. 在磁场作用下, 两束光产生的电流包括光生伏打电流和磁光生伏打电流. 这种全息记录的实验配置如图 1 所示.

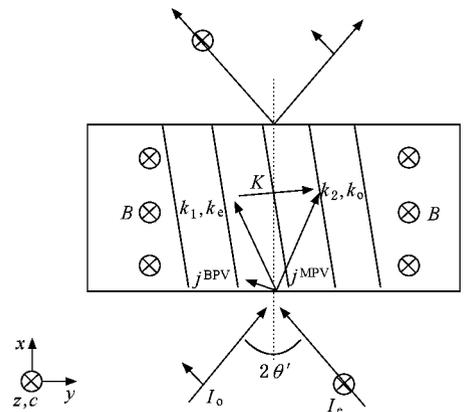


图 1 光栅波矢垂直于晶体 c 轴的寻常光与非寻常光耦合 (配置 A)

图 1 中 θ' 为两束入射光在介质外夹角的半角, 这个定义适用于本文中的其他配置. 这里我们考虑光强相等的寻常和非寻常的平面波在样品中耦合, $I_o = I_e = I$. 所以晶体内的光电场可以写成

$$E_1 = \sin(\theta) \sqrt{I} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.}, \quad (3)$$

$$E_2 = \cos(\theta) \sqrt{I} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.}, \quad (4)$$

$$E_3 = \sqrt{I} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.}, \quad (5)$$

式中 ω 为光的角频率, θ 为寻常光的折射角, $\mathbf{k}_1, \mathbf{k}_2$ 分别为寻常光和非寻常光的波矢. 将方程(3)–(5)代入方程(1)(2)中, 可以得到光生伏打电流和磁光生伏打电流的表达式

$$j_1^{\text{BPV}} = 2I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \beta_{15}^{\text{L}} - I \sin(2\theta) \beta_{22}^{\text{L}} - 2I \sin(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \beta_{12}^{\text{C}}, \quad (6)$$

$$j_2^{\text{BPV}} = 2I \cos(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \beta_{15}^{\text{L}} + I \cos(2\theta) \beta_{22}^{\text{L}} - 2I \cos(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \beta_{12}^{\text{C}}, \quad (7)$$

$$j_3^{\text{BPV}} = I(\beta_{31}^{\text{L}} + \beta_{33}^{\text{L}}), \quad (8)$$

$$j_1^{\text{MPV}} = I \sin^2(\theta) BS_{1311}^{\text{L}} + I \cos^2(\theta) BS_{1322}^{\text{L}} + 2I \cos(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{1323}^{\text{L}} - 2I \cos(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{1323}^{\text{C}} = I \cos(2\theta) BS_4^{\text{L}} + 2I \cos(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_1^{\text{L}} - 2I \cos(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_0^{\text{C}}, \quad (9)$$

$$j_2^{\text{MPV}} = I \sin(2\theta) BS_{2312}^{\text{L}} + 2I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{2313}^{\text{L}} - 2I \sin(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{2313}^{\text{C}} = I \sin(2\theta) BS_4^{\text{L}} - 2I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_1^{\text{L}} + 2I \sin(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_0^{\text{C}}, \quad (10)$$

$$j_3^{\text{MPV}} = 0. \quad (11)$$

这里磁场方向沿着晶体 c 轴, $\mathbf{K} = \mathbf{k}_1 - \mathbf{k}_2$, φ 是两束光的初始相位差. 这个结果和 Dam-Hansen 等^[7]的计算结果相符.

2.2. 配置 B: 光栅波矢平行于晶体 c 轴的两束非寻常光耦合

这种配置下, 两束非寻常光相干涉形成干涉条纹. 光强的周期分布导致周期调制的电流产生相应周期调制的空间电荷场, 最终由于电光效应形成折射率光栅. 全息记录配置如图 2 所示.

这里我们将磁场方向分为沿晶体 y 轴和 x 轴两种情况来研究. 当磁场方向沿着晶体 y 轴时, 介质中总的光电场表示为

$$E_1 = \sin(\theta) \sqrt{I} \{ \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] - \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] \} + \text{c.c.}, \quad (12)$$

$$E_2 = 0, \quad (13)$$

$$E_3 = \cos(\theta) \sqrt{I} \{ \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] \} + \text{c.c.} \quad (14)$$

将方程(12)–(14)代入方程(1)(2)中, 可以得到光生伏打电流和磁光生伏打电流的表达式

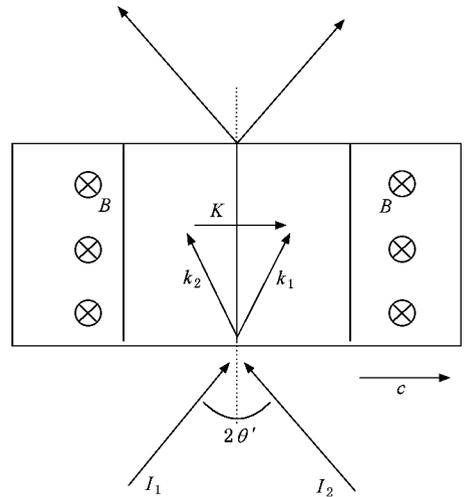


图 2 光栅波矢平行于晶体 c 轴的两束同偏振光耦合 (配置 B、配置 C)

$$j_1^{\text{BPV}} = 0, \quad (15)$$

$$j_2^{\text{BPV}} = -2I \sin^2(\theta) [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] \beta_{22}^{\text{L}}, \quad (16)$$

$$j_3^{\text{BPV}} = 2I \sin^2(\theta) [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] \beta_{31}^{\text{L}} + 2I \cos^2(\theta) [1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] \beta_{33}^{\text{L}}, \quad (17)$$

$$j_1^{\text{MPV}} = 2I \sin^2(\theta) [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] BS_{1211}^{\text{L}} + 2I \cos^2(\theta) [1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] BS_{1233}^{\text{L}} = 2I \sin^2(\theta) [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] BS_7^{\text{L}} + 2I \cos^2(\theta) [1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] BS_2^{\text{L}} \quad (18)$$

$$j_2^{\text{MPV}} = j_3^{\text{MPV}} = 0. \quad (19)$$

当磁场方向沿着晶体 x 轴时, 介质中总的光电场表示为

$$E_1 = 0, \quad (20)$$

$$E_2 = \sin(\theta) \sqrt{I} \{ \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] - \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] \} + \text{c.c.}, \quad (21)$$

$$E_3 = \cos(\theta) \sqrt{I} \{ \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] \} + \text{c.c.} \quad (22)$$

得到光生伏打和磁光生伏打电流的表达式为

$$j_1^{\text{BPV}} = 0, \quad (23)$$

$$j_2^{\text{BPV}} = 2I \sin^2(\theta) [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] \beta_{22}^{\text{L}}, \quad (24)$$

$$j_3^{\text{BPV}} = 2I \sin^2(\theta) [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] \beta_{31}^{\text{L}} + 2I \cos^2(\theta) [1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] \beta_{33}^{\text{L}} \quad (25)$$

$$j_1^{\text{MPV}} = 0, \quad (26)$$

$$j_2^{\text{MPV}} = 2I \sin^2(\theta) [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] BS_{2122}^{\text{L}} + 2I \cos^2(\theta) [1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] BS_{2133}^{\text{L}} = -2I \sin^2(\theta) [1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)] BS_7^{\text{L}}$$

$$-2I\cos^2(\theta)[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_2^L \quad (27)$$

$$\begin{aligned} j_3^{\text{MPV}} &= 2I\sin^2(\theta)[1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_{312}^L \\ &= 2I\sin^2(\theta)[1 - \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_3^L. \end{aligned} \quad (28)$$

这里 θ 的定义和配置 A 不同,是指两束非寻常光在晶体内夹角的一半.

2.3. 配置 C: 光栅波矢平行于晶体 c 轴的两束寻常光耦合

这种配置折射率光栅的形成机制与配置 B 相同,只是换作两束寻常光相干涉. 全息记录配置图同样可以参照图 2.

此配置同样也分磁场方向沿 y 轴和 x 轴两种情况来研究. 当磁场方向沿着晶体 y 轴时,介质中总的光电场表示为

$$\begin{aligned} E_2 &= \sqrt{I}\{\exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] \\ &\quad + \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})]\} + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (29)$$

$$E_1 = E_3 = 0. \quad (30)$$

得到光生伏打电流和磁光生伏打电流的表达式

$$j_1^{\text{BPV}} = 0, \quad (31)$$

$$j_2^{\text{BPV}} = 2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]\beta_{22}^L, \quad (32)$$

$$j_3^{\text{BPV}} = 2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]\beta_{31}^L, \quad (33)$$

$$\begin{aligned} j_1^{\text{MPV}} &= 2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_{122}^L \\ &= -2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_6^L, \end{aligned} \quad (34)$$

$$j_2^{\text{MPV}} = j_3^{\text{MPV}} = 0. \quad (35)$$

当磁场方向沿着晶体 x 轴时,介质中总的光电场表示为

$$\begin{aligned} E_1 &= \sqrt{I}\{\exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] \\ &\quad + \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})]\} + \text{c.c.}, \end{aligned} \quad (36)$$

$$E_2 = E_3 = 0. \quad (37)$$

得到光生伏打电流和磁光生伏打电流的表达式

$$j_1^{\text{BPV}} = 0, \quad (38)$$

$$j_2^{\text{BPV}} = -2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]\beta_{22}^L, \quad (39)$$

$$j_3^{\text{BPV}} = 2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]\beta_{31}^L, \quad (40)$$

$$j_1^{\text{MPV}} = 0, \quad (41)$$

$$\begin{aligned} j_2^{\text{MPV}} &= 2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_{211}^L \\ &= 2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_6^L, \end{aligned} \quad (42)$$

$$\begin{aligned} j_3^{\text{MPV}} &= 2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_{311}^L \\ &= -2I[1 + \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)]BS_3^L. \end{aligned} \quad (43)$$

这里 θ 的定义和以前不同,是指两束寻常光在晶体内夹角的一半.

2.4. 配置 D: 光栅波矢平行于晶体 c 轴的寻常光与非寻常光耦合

这种配置折射率光栅的形成机制与配置 A 基本相同. 全息记录配置如图 3 所示.

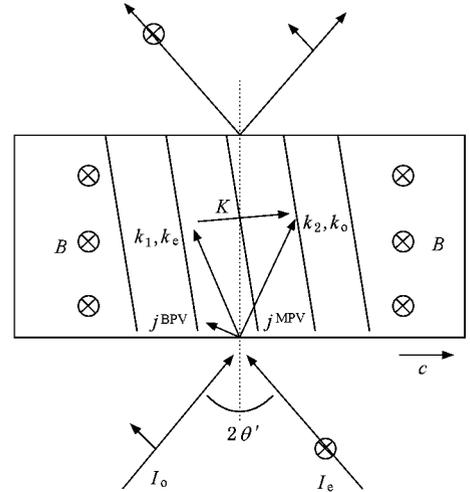


图 3 光栅波矢平行于晶体 c 轴的寻常光与非寻常光耦合 (配置 D)

我们仍可以将磁场方向分为沿着晶体 y 轴和 x 轴两种情况来研究. 当磁场方向沿着晶体 y 轴时,介质中总的光电场表示为

$$E_1 = \sin(\theta)\sqrt{I}\exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.}, \quad (44)$$

$$E_2 = \sqrt{I}\exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.}, \quad (45)$$

$$E_3 = \cos(\theta)\sqrt{I}\exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.} \quad (46)$$

得到光生伏打电流和磁光生伏打电流表达式

$$\begin{aligned} j_1^{\text{BPV}} &= I\sin(2\theta)\beta_{15}^L \\ &\quad - 2I\sin(\theta)\cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)\beta_{22}^L, \end{aligned} \quad (47)$$

$$\begin{aligned} j_2^{\text{BPV}} &= I\cos^2(\theta)\beta_{22}^L + 2I\cos(\theta)\cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)\beta_{15}^L \\ &\quad - 2I\cos(\theta)\sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)\beta_{12}^C, \end{aligned} \quad (48)$$

$$j_3^{\text{BPV}} = I[1 + \sin^2(\theta)]\beta_{31}^L + I\cos^2(\theta)\beta_{33}^L, \quad (49)$$

$$\begin{aligned} j_1^{\text{MPV}} &= IBS_{122}^L + I\sin^2(\theta)BS_{1211}^L + I\cos^2(\theta)BS_{1233}^L \\ &\quad + 2I\cos(\theta)\cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)BS_{1223}^L \\ &\quad - 2I\cos(\theta)\sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)BS_{1223}^C \\ &= -IBS_6^L + I\sin^2(\theta)BS_7^L + I\cos^2(\theta)BS_2^L \\ &\quad + 2I\cos(\theta)\cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)BS_5^L \\ &\quad - 2I\cos(\theta)\sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)BS_1^C, \end{aligned} \quad (50)$$

$$\begin{aligned} j_2^{\text{MPV}} &= 2I\sin(\theta)\cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi)BS_{212}^L \\ &\quad + I\sin(2\theta)BS_{213}^L \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + 2I \sin(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{212}^C \\
= & I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) B(S_6^L + S_7^L) \\
& + I \sin(2\theta) BS_5^L \\
& + 2I \sin(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_2^C, \quad (51)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
j_3^{\text{MPV}} = & 2I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_3^L \\
& - I \sin(2\theta) BS_0^L. \quad (52)
\end{aligned}$$

当磁场方向沿着晶体 x 轴时, 介质中总的光电场表示为

$$E_1 = \sqrt{I} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.}, \quad (53)$$

$$E_2 = \sin(\theta) \sqrt{I} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.}, \quad (54)$$

$$E_3 = \cos(\theta) \sqrt{I} \exp[-i(\omega t - \mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r})] + \text{c.c.} \quad (55)$$

光生伏打电流和磁光生伏打电流表达式为

$$\begin{aligned}
j_1^{\text{BPV}} = & 2I \cos(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \beta_{15}^L \\
& - 2I \cos(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \beta_{22}^L \\
& - 2I \sin(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \beta_{12}^C, \quad (56)
\end{aligned}$$

$$j_2^{\text{BPV}} = -I \cos^2(\theta) \beta_{22}^L + I \sin(2\theta) \beta_{15}^L, \quad (57)$$

$$j_3^{\text{BPV}} = I \beta_{31}^L + I \sin^2(\theta) \beta_{31}^L + I \cos^2(\theta) \beta_{33}^L, \quad (58)$$

$$\begin{aligned}
j_1^{\text{MPV}} = & 2I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{112}^L \\
& + 2I \cos(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{113}^L \\
& - 2I \sin(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{112}^C \\
& - 2I \cos(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_{113}^C \\
= & -I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) B(S_6^L + S_7^L) \\
& - 2I \cos(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_5^L \\
& - 2I \sin(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_2^C \\
& + 2I \cos(\theta) \sin(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) BS_1^C, \quad (59)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
j_2^{\text{MPV}} = & IBS_{211}^L + I \sin^2(\theta) BS_{212}^L \\
& + I \cos^2(\theta) BS_{213}^L + I \sin(2\theta) BS_{213}^L \\
= & IBS_6^L - I \sin^2(\theta) BS_7^L \\
& - I \cos^2(\theta) BS_2^L + I \sin(2\theta) BS_5^L, \quad (60)
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
j_3^{\text{MPV}} = & IBS_{311}^L + I \sin^2(\theta) BS_{312}^L + I \sin(2\theta) BS_{312}^L \\
= & -I \cos^2(\theta) BS_3^L + I \sin(2\theta) BS_0^L. \quad (61)
\end{aligned}$$

这里 θ 的定义为非寻常光的折射角.

以上给出了在不同配置下, 光生伏打电流和磁光生伏打电流的表达式. 由上述表达式可以进一步确定空间电荷场及光栅衍射效率的形式.

3. 光栅衍射效率的计算

由以上的电流表达式, 可以计算得到相应的光

折变光栅的衍射效率表达式. 首先, 我们先做一个比较合理的假设, 即磁场的作用并不改变总电流的大小, 只是改变电流的方向; 另外, 对于光折变光栅形成起主要作用的只是周期调制的平行于光栅波矢的电流分量^[7]. 整个计算过程可以参见文献[7]. 这里我们以 3 种情况为例, 给出磁光折变效应中折射率光栅的衍射效率与外加磁场的关系, 并讨论磁场对光折变光学非线性的影响. 其他情况我们列于附录之中.

对于配置 B, 当磁场方向沿晶体 y 轴时, 有效的空间调制电流可以写成

$$\begin{aligned}
J_{\text{eff}} = & 2I \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) (\beta_{33}^L \cos^2 \theta - \beta_{31}^L \sin^2 \theta) \\
& \times \cos\left(\arctan\left(\frac{BS_2^L \cos^2 \theta - BS_7^L \sin^2 \theta}{\beta_{33}^L \cos^2 \theta - \beta_{31}^L \sin^2 \theta}\right)\right) \\
= & J_{\text{total}} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \cos(\arctan[F(B)]), \quad (62)
\end{aligned}$$

$$J_{\text{total}} = 2I (\beta_{33}^L \cos^2 \theta - \beta_{31}^L \sin^2 \theta), \quad (63)$$

$$F(B) = \frac{BS_2^L \cos^2 \theta - BS_7^L \sin^2 \theta}{\beta_{33}^L \cos^2 \theta - \beta_{31}^L \sin^2 \theta}. \quad (64)$$

空间电荷场为

$$\begin{aligned}
E_{\text{sc}} = & -J_{\text{eff}} / \sigma_{\text{ph}} \\
= & -J_{\text{total}} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \cos(\arctan[F(B)]) / \sigma_{\text{ph}}. \quad (65)
\end{aligned}$$

折射率光栅的衍射效率为

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi L n^3 \gamma_{33} J_{\text{total}} \cos(\arctan[F(B)])}{2\lambda \cos \theta \sigma_{\text{ph}}} \right]. \quad (66)$$

这里 L 为光栅长度, σ_{ph} 为样品的光电导率. 根据经验和文献[8-9], 我们合理假定除磁场强度 B 以外的其他参量, 可以得到

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi \cos(\arctan(0.3B))}{4} \right], \quad (67)$$

光折变光栅衍射效率 η 随磁感应强度 B 的变化如图 4 所示.

对于配置 C, 当磁场方向沿晶体 x 轴时, 在上述假设下, 有效的空间调制电流可以写成

$$J_{\text{eff}} = J_{\text{total}} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \cos(\arctan[F(B)]), \quad (68)$$

$$J_{\text{total}} = 2I [(\beta_{31}^L)^2 + (\beta_{22}^L)^2]^{1/2}, \quad (69)$$

$$F(B) = \frac{BS_6^L - \beta_{22}^L}{\beta_{31}^L - BS_3^L}. \quad (70)$$

空间电荷场为

$$\begin{aligned}
E_{\text{sc}} = & -J_{\text{eff}} / \sigma_{\text{ph}} \\
= & -J_{\text{total}} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \cos(\arctan[F(B)]) / \sigma_{\text{ph}}. \quad (71)
\end{aligned}$$

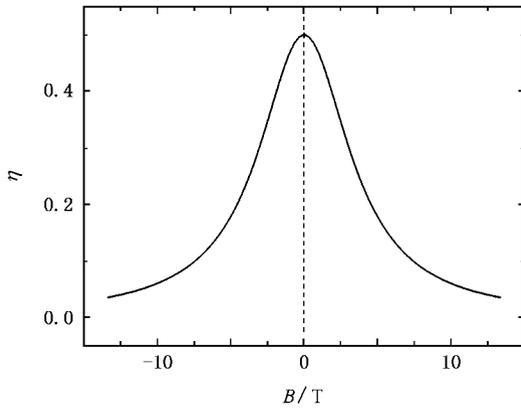


图 4 当磁场方向沿晶体 y 轴时, 偏振相同的两束光耦合, 衍射效率 η 随磁感应强度 B 的变化

得到衍射效率

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi L n^3 \gamma_{13} J_{\text{total}} \cos(\arctan[F(B)])}{2\lambda \cos\theta \sigma_{\text{ph}}} \right]. \quad (72)$$

根据经验和文献 [8, 9], 我们合理假定除磁场 B 以外的参量, 可以得到

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi \cos(\arctan(\frac{30B-10}{100-B}))}{4} \right], \quad (73)$$

此时的衍射效率 η 随磁感应强度 B 的变化如图 5 所示.

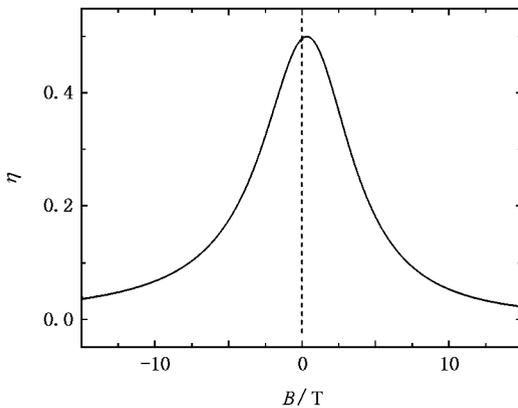


图 5 当磁场方向沿晶体 x 轴时, 偏振相同的两束光耦合, 衍射效率 η 随磁感应强度 B 的变化

对于配置 D, 当两束光夹角不是很小时, 为了研究方便, 我们可以假定光栅波矢沿着晶体 c 轴. 当磁场方向沿晶体 y 轴时, 我们可以得到有效的空间调制电流表达式为

$$J_{\text{eff}} = 2I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) B S_3^{\perp}. \quad (74)$$

空间电荷场为

$$E_{\text{sc}} = -J_{\text{eff}} / \sigma_{\text{ph}} \\ = -2I \sin(\theta) \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) B S_3^{\perp} / \sigma_{\text{ph}}. \quad (75)$$

折射率光栅的衍射效率为

$$\eta = \sin^2 \left[\frac{\pi L n^3 \gamma_{\text{eff}} I \sin(\theta) B S_3^{\perp}}{\lambda \cos\theta \sigma_{\text{ph}}} \right]. \quad (76)$$

根据经验和文献 [8, 9], 我们合理假定除磁场强度 B 以外的其他参量, 可以得到

$$\eta = \sin^2(0.01B). \quad (77)$$

由此得出光栅衍射效率 η 随磁感应强度 B 的变化曲线如图 6 所示.

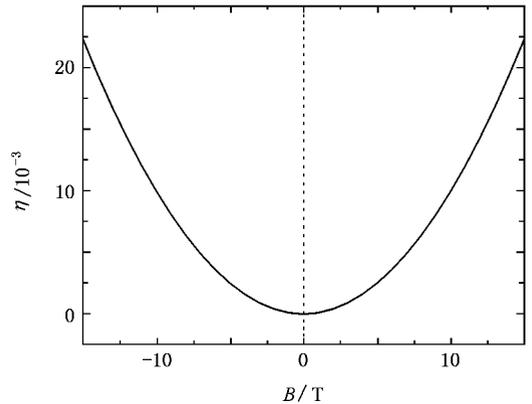


图 6 光栅波矢平行于晶体 c 轴的寻常光与非寻常光耦合, 衍射效率 η 随磁感应强度 B 的变化

由图 4—图 6 可以看出, 在不同的全息记录配置下, 磁场对光折变非线性性质的影响会有很大区别. 当光栅波矢平行于晶体 c 轴的两束寻常光耦合, 磁场方向沿着晶体 x 轴时, 可以发现在磁场较小的时候, 光栅衍射效率随磁感应强度 B 变化显著, 如图 5 所示. 光折变非线性性质受磁场影响比较明显. 当磁感应强度 B 满足 $B S_6^{\perp} = \beta_{22}^{\perp}$ 时, 光栅衍射效率将出现最大值. 这样, 我们容易通过测量不同磁感应强度下光栅衍射效率, 寻找出衍射效率最大值对应的磁感应强度来简单地确定磁光生伏打张量 S_6^{\perp} . 配置 B 的磁场沿晶体 y 轴的情况和配置 C 的磁场沿晶体 x 轴的情况基本类似, 不同点在于当磁感应强度 B 为零时光栅衍射效率出现最大值. 而对于配置 D, 光栅波矢平行于晶体 c 轴的寻常光与非寻常光耦合, 磁场方向沿晶体 y 轴, 当磁场比较小时, 光栅衍射效率随磁感应强度变化不大, 如图 6 所示. 而当磁场强度较大时, 其对光栅的衍射效率影响才变得明显. 当磁感应强度为零时, 折射率光栅衍射效率出现最小值 ($\eta = 0$). 只要在不同的磁场强度下测量出全息记录光栅的衍射效率, 用相应

配置的方程去拟合所得实验结果, 我们不难得出相应的磁光生伏打张量元. 根据所确定的张量元, 我们可以进一步研究磁场对铌酸锂晶体中其他光学非线性性质的影响. 例如磁场对光扇形效应的影响、对空间光孤子的影响、对自抽运和互抽运相位共轭波的影响等等. 另外, 上述理论也适于研究磁场对其他样品的光学非线性性质的影响.

4. 结 论

本文以掺铁铌酸锂晶体为介质, 研究了磁场对光折变非线性性质的影响. 我们列出了 $3m$ 点群的所有非零磁光生伏打张量元. 并且给出了 4 种不同配置下、不同具体情况的体光生伏打电流和磁光生伏打电流形式. 并且以两种情况为例给出了磁场作用时, 空间电荷场和折射率光栅衍射效率的具体形式. 讨论了确定特定磁光生伏打张量元的方法. 研究结果表明, 磁场对铌酸锂晶体的光折变非线性性质有着比较大的影响. 不同配置、不同情况下, 磁场对光折变非线性性质的影响也明显不同, 其中磁光生伏打张量元起着关键的作用. 磁场对铌酸锂晶体光折变非线性性质的影响预示着磁场也将对光扇形效应、孤子效应等光学非线性性质产生影响. 对于其他样品也同样可以利用此理论确定其点群的磁光生伏打张量元, 进而研究磁场对其各种光学非线性性质的影响.

附 录

配置 A 已经在文献 [7] 中详细地研究过.

对于配置 B, 当磁场方向沿晶体 x 轴时, 有效的空间调制电流可以写成

$$J_{\text{eff}} = J_{\text{total}} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \cos(\arctan[F(B)]), \quad (\text{A1})$$

$$J_{\text{total}} = 2I \left[(-\beta_{31}^L \sin^2 \theta + \beta_{33}^L \cos^2 \theta) + (\beta_{22}^L \sin^2 \theta) \right]^{1/2}, \quad (\text{A2})$$

$$F(B) = \frac{BS_7^L \sin^2 \theta - BS_2^L \cos^2 \theta - \beta_{22}^L \sin^2 \theta}{\beta_{33}^L \cos^2 \theta - \beta_{31}^L \sin^2 \theta - BS_3^L \sin^2 \theta}. \quad (\text{A3})$$

空间电荷场为

$$\begin{aligned} E_{\text{sc}} &= -J_{\text{eff}} / \sigma_{\text{ph}} \\ &= -J_{\text{total}} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \cos(\arctan[F(B)]) / \sigma_{\text{ph}}. \end{aligned} \quad (\text{A4})$$

折射率光栅的衍射效率为

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi L n^3 \gamma_{33} J_{\text{total}} \cos(\arctan[F(B)])}{2\lambda \cos \theta \sigma_{\text{ph}}} \right). \quad (\text{A5})$$

衍射效率表达式与配置 C 磁场方向沿晶体 x 轴的情况相似, 衍射效率随磁场变化曲线可参考正文中的图 5.

对于配置 C, 当磁场方向沿着晶体 y 轴时, 有效的空间调制电流可以写成

$$J_{\text{eff}} = J_{\text{total}} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \cos(\arctan[F(B)]), \quad (\text{A6})$$

$$J_{\text{total}} = 2I \beta_{31}^L, \quad (\text{A7})$$

$$F(B) = \frac{-BS_6^L}{\beta_{31}^L}. \quad (\text{A8})$$

空间电荷场为

$$\begin{aligned} E_{\text{sc}} &= -J_{\text{eff}} / \sigma_{\text{ph}} \\ &= -J_{\text{total}} \cos(\mathbf{K} \cdot \mathbf{r} + \varphi) \cos(\arctan[F(B)]) / \sigma_{\text{ph}}. \end{aligned} \quad (\text{A9})$$

衍射效率为

$$\eta = \sin^2 \left(\frac{\pi L n^3 \gamma_{13} J_{\text{total}} \cos(\arctan[F(B)])}{2\lambda \cos \theta \sigma_{\text{ph}}} \right). \quad (\text{A10})$$

衍射效率表达式与配置 B 磁场方向沿晶体 y 轴的情况相似, 衍射效率随磁场变化曲线可参考正文中的图 4.

对于配置 D, 磁场方向沿晶体 x 轴时, 空间调制的电流为零, 衍射效率为零.

- [1] Zhou Q C, Wang J F, Xu R Q 2002 *Acta Phys. Sin.* **51** 1639 (in Chinese) [周青春、王嘉赋、徐荣青 2002 物理学报 **51** 1639]
- [2] Zhang G Y, Xia T, Cheng Y, Xue L P, Zhang X L 2006 *Acta Phys. Sin.* **55** 3091 (in Chinese) [张国营、夏天、程勇、薛刘萍、张学龙 2006 物理学报 **55** 3091]
- [3] Liu J S, Lu K Q 1998 *Acta Phys. Sin.* **47** 1509 (in Chinese) [刘劲松、卢克清 1998 物理学报 **47** 1509]
- [4] Levanyuk A P, Pogosyan A R, Uyukin E M 1981 *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **256** 60

- [5] Johansen P M, Jensen A S 1991 *J. Opt. Soc. Am.* **B 8** 2342
- [6] Dam-Hansen C, Johansen P M, Petersen P M, Fridkin V M 1995 *Phys. Rev.* **B 52** 13098
- [7] Dam-Hansen C, Johansen P M, Petersen P M 1996 *Opt. Soc. Am.* **B 13** 2286
- [8] Popov B N, Fridkin V M 1981 *Dokl. Akad. Nauk SSSR* **256** 63
- [9] Sturman B I, Fridkin V M 1992 *The Photovoltaic and Photorefractive Effects in Noncentrosymmetric Materials* (Philadelphia: Gordon and Breach) pp10—22

Magneto-photorefractive effect in lithium niobate crystals^{*}

Qi Ji-Wei Li Yu-Dong Xu Jing-Jun Cui Guo-Xin Kong Fan-Lei Sun Qian

(*Key Laboratory of Advanced Technique and Fabrication for Weak-light Nonlinear Photonics Materials of Ministry of Education ,
Nankai University , Tianjin 300457 , China*)

(Received 9 December 2006 ; revised manuscript received 27 June 2007)

Abstract

A theoretical analysis of the magneto-photorefractive effect for different holographic recording configurations in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ is presented. All of the magneto-photovoltaic tensor elements are tabulated. And the equations of the bulk photovoltaic and the magneto-photovoltaic current for four different holographic recording configurations are given. Our results show that the diffraction efficiency of holographic grating depends on the applied magnetic field for each configuration, since the magneto-photorefractive effect induces a change in the electric current. For different configurations, the influence of the nonlinear effect in $\text{LiNbO}_3:\text{Fe}$ induced by the magnetic field is different. A method for measuring certain tensor elements is discussed.

Keywords : magneto-photovoltaic , magneto-photorefractive effect , photovoltaic

PACC : 4265 , 7820L

^{*} Project supported by the Cultivation Foundation of the Key Program of the Scientific and Technical Innovation of Ministry of Education , China (Grand No. 704012) , the Natural Science Foundation of Tianjin , China (Grand No. 06TXTJJC13500) , the Cheung Kong Scholars and Innovative Research Team Program in University from Ministry of Education , China (Grand No. IRT0419) , the State Key Development Program for Basic Research of China (Grand No. 2007CB307003) , the Key Program of the International Science and Technology Cooperation of Ministry of Science and Technology , China (Grand No. 2005DFA10170) .